



Mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale proton-proton dans l'expérience ATLAS au LHC

M. Heller

► To cite this version:

M. Heller. Mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale proton-proton dans l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT: . tel-00491316

HAL Id: tel-00491316

<https://theses.hal.science/tel-00491316>

Submitted on 11 Jun 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LAL 10-21

MARS 2010

THÈSE

présentée le 5 mars 2010

par

Matthieu Heller

Pour l'obtention du titre de

DOCTEUR ÈS SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI, ORSAY

**Mesure de la luminosité absolue et de la section efficace
totale proton-proton dans l'expérience ATLAS au LHC**

Soutenue devant la Commission d'examen composée de :

M. D.	Contardo	Rapporteur
M. J.-M.	De Conto	
M. P.	Grafstrom	
M. P.	Puzo	Directeur de thèse
M. C.	Royon	Rapporteur
M. G.	WORMSER	Président du jury

Table des matières

1	Le Large Hadron Collider et le détecteur ATLAS	3
1.1	Le complexe du CERN	3
1.2	Le Large Hadron Collider	3
1.3	Présentation du détecteur ATLAS	6
1.3.1	Le trajectographe	7
1.3.2	Le calorimètre	11
1.3.3	Les systèmes magnétiques	15
1.3.4	Le détecteur à muons	16
1.4	Détermination de la luminosité pour le détecteur ATLAS	18
1.4.1	Luminosité relative	19
1.4.2	Luminosité absolue	24
2	Présentation de la mesure	29
2.1	Diffusion élastique à petits angles	29
2.1.1	La section efficace différentielle élastique	29
2.1.2	Méthodes alternatives de détermination de la luminosité absolue	32
2.2	Optique du faisceau	35
2.2.1	Formalisme des matrices de transfert	35
2.2.2	Les paramètres du faisceau	37
2.3	Exigences liées à la méthode utilisée	38
2.3.1	Présentation des contraintes expérimentales	39
2.3.2	Solutions trouvées	40
2.3.3	Reconstruction du spectre de diffusion élastique	46
2.3.4	Le bruit de fond lié à la mesure	47
3	Simulation de la mesure	52
3.1	Présentation des outils	53
3.1.1	La génération	53
3.1.2	Le transport des protons	55
3.1.3	La reconstruction du spectre : détermination de l'acceptance	57
3.2	Étude comparative sur les programmes de transport	60
3.2.1	Comparaison des fonctions Twiss	61
3.2.2	Échantillons de protons élastiques	64
3.2.3	Echantillons de diffraction simple	68
3.2.4	Conclusion de l'étude	70
3.3	Incertitudes systématiques sur la mesure	71

3.3.1	Cadre général	71
3.3.2	Effets systématiques du faisceau au point d'interaction	76
3.3.3	Résolution spatiale du détecteur	80
3.3.4	Paramètres optiques	81
3.3.5	Position relative du faisceau par rapport aux pots romains	83
3.3.6	Erreur sur la mesure des détecteurs de recouvrement	84
3.3.7	Conclusions de l'étude sur les incertitudes systématiques	85
3.4	Étude sur l'impact du désalignement des aimants	87
3.4.1	Présentation de l'étude	87
3.4.2	Impact du désalignement des aimants	88
3.4.3	Correction de l'orbite fermée	91
3.4.4	Erreur sur la mesure de la luminosité et de la section efficace totale proton-proton	93
3.5	Étude sur l'évolution de la mesure en fonction \sqrt{s}	95
4	Description du détecteur ALFA	100
4.1	La mécanique des Pots Romains	100
4.2	Description du système actif	102
4.2.1	Le trajectographe principal	104
4.2.2	Les détecteurs de recouvrement	106
4.2.3	Les compteurs de déclenchement	107
4.2.4	Le Photomultiplicateur Multi-Anode	108
4.3	L'électronique d'acquisition	111
4.3.1	La PMF	112
4.3.2	Les câbles kapton	117
4.3.3	Le système de déclenchement	117
4.3.4	La carte mère	120
5	Caractérisation et validation de l'électronique front-end	122
5.1	Résultats et notions importantes concernant la puce MAROC et la PMF	123
5.1.1	La S-curve	123
5.1.2	Le réglage de la tension de discrimination V_{DAC} par la valeur du registre du DAC	124
5.1.3	Le gain du Fast Shaper Unipolaire	125
5.2	Tests de la puce MAROC2 encapsulée	127
5.2.1	Asymétrie du niveau de diaphonie	127
5.2.2	Étude complète de la diaphonie	129
5.3	Tests de la PMF : du prototype à la production en série	133
5.3.1	Caractérisation et validation du nouveau prototype de la PMF	135
5.3.2	Validation de la pré-série des PMF	154
5.3.3	Validation de la série	156
5.4	Conclusions sur les tests électroniques	158
5.4.1	Intérêt pour l'expérience	158
5.4.2	Intérêt personnel	158

6	Les tests en faisceau	159
6.1	Test en faisceau d'octobre 2006 au CERN	159
6.2	Test en faisceau durant l'été 2008 au CERN	161
6.2.1	Présentation du dispositif expérimental	161
6.2.2	Alignement du télescope	163
6.2.3	Qualité des données	166
6.2.4	Reconstruction initiale des traces dans le détecteur ALFA	174
6.2.5	Nouvelle méthode de reconstruction des traces dans le détecteur ALFA	178
6.2.6	Simulation rapide du détecteur ALFA	179
6.2.7	Analyse combinée télescope/ALFA	183
6.3	Conclusions sur les tests en faisceau	193
6.3.1	Intérêt pour l'expérience	193
6.3.2	Intérêt personnel	194
A	Extrapolation à haute luminosité de la calibration de LUCID	199

Introduction

Le Large Hadron Collider (LHC) du CERN à Genève, le plus grand accélérateur de particules au monde, délivrera bientôt des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse jamais atteinte jusqu'alors. Les 10 ou 14 TeV prévus par collision permettront de repousser encore un peu plus les frontières de la physique des particules. L'objectif majeur de cette entreprise est la découverte du boson de Higgs et la recherche d'une nouvelle physique au delà du modèle standard. Pour y parvenir, deux expériences majeures, ATLAS et CMS, seront situées à des points opposés de l'accélérateur où les collisions de hautes énergies seront produites. Quatre autres expériences étudieront respectivement : la physique du quark b (LHCb), le plasma de quark-gluon avec des collisions d'ions lourds (ALICE), la physique diffractive (TOTEM) et la production de particules neutres afin de reproduire en laboratoire des rayons cosmiques de haute énergie (LHCf).

A chaque processus donné est associée une signature particulière dans le détecteur. Les expériences enregistrent le taux de comptage lié à chaque processus, mais pour en déduire la probabilité de réalisation, à savoir la section efficace il faut connaître la luminosité. Cette quantité dépend exclusivement des paramètres du faisceau circulant dans l'accélérateur. Sa mesure directe effectuée en utilisant les paramètres du LHC ne permettra pas d'atteindre une précision meilleure que 20 %. Dans ce cas, la luminosité constituerait une des incertitudes dominantes sur la détermination des sections efficaces. Afin de remédier à cela des sous-détecteurs dédiés à la mesure précise de luminosité sont utilisés.

Le détecteur ALFA est le sous-détecteur d'ATLAS dédié à la mesure absolue de la luminosité. Il servira à calibrer tous les autres sous-détecteurs d'ATLAS pouvant fournir une mesure de luminosité, notamment LUCID. Le principe de la mesure est de détecter les protons diffusés élastiquement au point d'interaction à très petits angles, si petits que la région d'interaction de Coulomb est atteinte. Ce faisant, la luminosité peut être déterminée de manière absolue, indépendamment des paramètres du faisceau. Cette méthode a déjà été utilisée au $Sp\bar{p}S$ avec succès. Elle permet aussi de déterminer la section efficace totale proton-proton et les divers paramètres régissant la diffusion nucléaire élastique. Les protons diffusés n'étant pas assez séparés du faisceau avant le premier élément magnétique, les détecteurs prévus pour la mesure sont insérés plus loin dans la séquence du LHC. On les appelle pots romains, ils permettent d'approcher le faisceau à des distances de l'ordre du millimètre.

Mon travail de thèse a consisté à participer à la phase finale de développement des détecteurs et des outils de simulation nécessaires à la réalisation de la mesure.

L'acceptance de la mesure est fortement liée à la perte des protons le long de la séquence des éléments magnétiques située entre le point d'interaction et les détecteurs. Ces pertes ne peuvent être connues que par la simulation du processus complet, de la génération des événements de diffusion élastique à leur détection dans les pots romains situés 240 m plus loin. La simulation requiert la maîtrise de différents logiciels, l'un des plus important étant celui réalisant le transport des protons le long de l'accélérateur. Afin de valider les différentes études réalisées avant mon arrivée j'ai comparé le logiciel utilisé jusqu'alors avec le logiciel existant le plus précis. Ce travail a été effectué avec l'aide précieuse d'un ingénieur du service accélérateur du laboratoire (SERA). Une fois cette étude effectuée, ayant acquis la certitude d'utiliser les bons outils, j'ai pu réaliser une étude complète visant à déterminer l'impact des incertitudes systématiques sur la mesure de la luminosité et de la section efficace totale proton-proton pour une énergie de 5 TeV dans le centre de masse. L'objectif était de s'assurer que la précision annoncée de quelques % sur la mesure de la luminosité est bien atteignable.

La partie du détecteur ALFA qui est sensible au passage des particules est un trajectographe à fibres plastiques scintillantes. Le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire est responsable de la conception de l'électronique analogique qui permet de lire la sortie charge des photomultiplicateurs connectés aux fibres scintillantes. C'est donc tout naturellement que j'ai participé en collaboration avec les ingénieurs du service électronique du LAL, à la validation des circuits imprimés dédiés et de l'ASIC MAROC développé pour la mesure. Ce travail s'est étalé sur mes trois années de thèse et a permis d'assurer un suivi complet des performances de l'électronique aux différentes étapes de sa conception.

Des périodes de tests en faisceau ont été nécessaires pour valider les différents choix techniques effectués pendant la conception du détecteur. Mon travail s'est réparti entre la conception des logiciels utiles à la préparation des données pour l'analyse, à la reconstruction des traces et finalement à l'analyse des données enregistrées. Et c'est fort de mes connaissances acquises sur l'électronique d'acquisition que j'ai pu mener à bien ces différentes études avec une attention toute particulière portée sur l'analyse de la diaphonie.

Le LHC et le détecteur ATLAS seront décrits dans le premier chapitre. La présentation de la mesure sera ensuite détaillée. Le troisième chapitre présentera les études effectuées en utilisant la simulation complète de la mesure. Par la suite des sujets plus techniques liés à la physique du détecteur seront abordés. Après la présentation du détecteur ALFA dans le quatrième chapitre, les différents tests et analyses effectués sur l'électronique d'acquisition seront décrits dans le cinquième chapitre. Le chapitre final détaillera les activités relatives aux tests en faisceaux.

Chapitre 1

Le Large Hadron Collider et le détecteur ATLAS

1.1 Le complexe du CERN

Le Large Hadron Collider (LHC) fait partie d'un complexe d'accélérateurs situé sur le site du CERN près de Genève. En plus du LHC et des différents étages d'accélération qui permettent son fonctionnement, de nombreuses expériences et accélérateurs sont basées au CERN (voir figure 1.1). Par exemple on peut y trouver :

- le LEIR pour *Low Energy Ion Ring* qui participe à la chaîne d'injection des faisceaux d'ions lourds dans le LHC
- le AD pour *Antiproton Deceleration* qui étudie l'antimatière en créant des anti-protons
- ISOLDE pour *Isotope Separator Online DEvice* qui est dédié à la production de faisceaux d'isotopes radioactifs pour différentes expériences de physique nucléaire
- n-TOF pour *neutron Time Of Flight* qui mesure de temps de vol des neutrons produits avec un large spectre en énergie. Ces mesures servent à déterminer de manière systématique les sections efficaces utiles à la physique nucléaire et à l'astrophysique
- CNGS pour *Cern Neutrinos for Gran Sasso* qui envoie un faisceau de neutrinos muon à 732 km, dans le laboratoire du Gran Sasso en Italie. Là se situent deux expériences, OPERA et ICARUS, qui s'efforcent de détecter des neutrinos tau issus des oscillations des neutrinos originels

Cependant, depuis quelques années, tous les regards se tournent vers ce qui sera et qui est déjà¹ le collisionneur fournissant la plus haute énergie dans le centre de masse au monde : le LHC.

1.2 Le Large Hadron Collider

Construit dans le tunnel utilisé originellement par le collisionneur électron-positron LEP du CERN, le LHC [1] utilise le réseau d'accélérateurs déjà présent sur le site. Les

1. Le mercredi 16 décembre 2009, des collisions à 2.36 TeV ont été enregistrées au sein du LHC, constituant le nouveau record mondial en la matière.

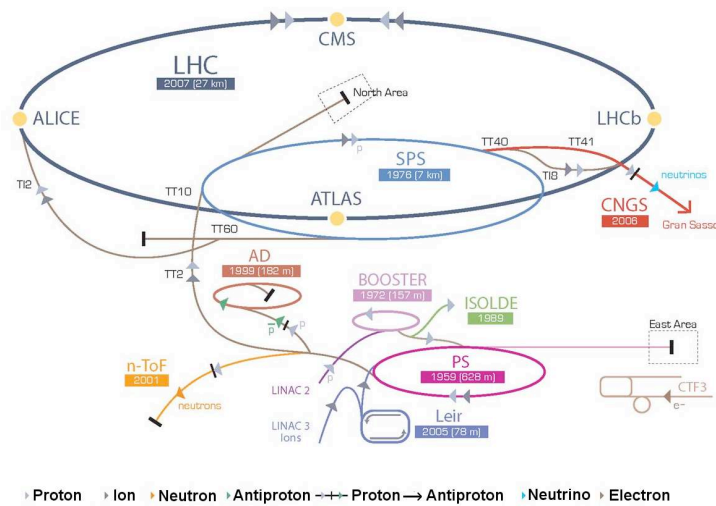


FIGURE 1.1: Illustration des différents accélérateurs et expériences basées sur le site du CERN.

protons passent par différentes étapes pour les porter jusqu'à l'énergie de collision où ils seront stockés dans le LHC. Les faisceaux se rencontrent en quatre points de l'accélérateur où sont situées les quatre expériences principales du LHC. Les protons sont produits par une source appelée Duoplasmatron. Ils sont très brièvement accélérés avant d'être injectés dans le Linac2 puis sont amenés jusqu'à l'énergie d'injection du *Booster*, 1.4 MeV. Dans le *Booster* qui n'est autre qu'un synchrotron, les protons voient leur énergie augmenter jusqu'à atteindre 50 MeV. Ils sont alors extraits et injectés dans le *Proton Synchrotron* qui porte leur énergie jusqu'à 25 GeV avant de les injecter dans le *Super Proton Synchrotron*. Les protons sont accélérés jusqu'à 450 GeV et peu à peu injectés dans le LHC. Les protons sont finalement accélérés jusqu'à atteindre l'énergie de collision du LHC, nominale 7 TeV.

Le LHC utilise majoritairement des aimants supraconducteurs, la supraconductivité étant à l'heure actuelle la seule technologie capable de réaliser des aimants de courbure de dimension raisonnable au-delà du TeV. Cette technologie a déjà été éprouvée au Tevatron (FNAL), à HERA (DESY) et à RHIC (BNL). Dans tous ces exemples, les aimants étaient constitués d'enroulements de fils en Nb-Ti refroidis à 4.2 K pour atteindre un champ magnétique proche de 5 T. Le nouveau défi technologique que propose le LHC est de faire fonctionner les aimants à la température de l'hélium superfluide, 1.9 K. Cela devrait permettre de gagner jusqu'à 1.5 T dans les dipôles.

Si sur le LEP, la charge opposée des deux faisceaux entrant en collision permettait d'utiliser un seul tube à vide et d'avoir tous les aimants en commun, sur le LHC, chaque faisceau circule dans son propre tube à vide avec ses aimants dédiés (dipôles et quadripôles). Cela entraîne une autre difficulté : faire cohabiter deux chambres à vide situées à 20 cm l'une de l'autre dans le même cryostat.

Comme le présente la figure 1.2, le faisceau 1 circule dans le sens horaire et le faisceau 2 dans le sens trigonométrique. Le LHC est divisé en huit octants et huit sections droites. Dans les sections droites on trouve :

- la région de *dump* où le faisceau de haute énergie est arrêté
- le système Radio Fréquence (RF) où les particules sont accélérées
- le *momentum cleaning* qui consiste en un arrangement de collimateurs et d'aimants servant à nettoyer le faisceau des particules qui ont une impulsion trop éloignée de l'impulsion nominale
- le *betatron cleaning* qui consiste en un arrangement de collimateurs et d'aimants servant à nettoyer le faisceau des particules dont l'amplitude des oscillations autour de l'orbite nominale est trop importante

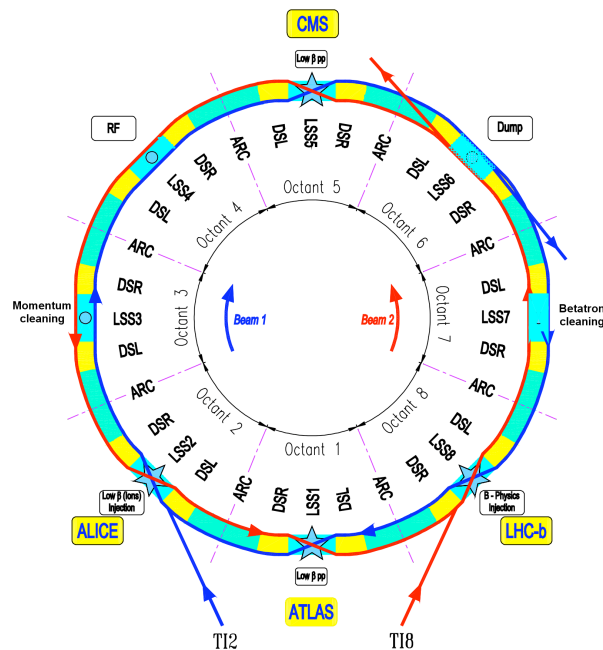


FIGURE 1.2: Schéma du LHC. Le faisceau 1 circule dans le sens horaire et le faisceau 2 dans le sens trigonométrique.

A chaque point de collision, ou à proximité, sont situés des détecteurs de particules. Ces détecteurs sont conçus pour détecter, identifier et caractériser les différents types de particules produits lors d'une collision proton-proton ou ion-ion. Au LHC, on en compte six :

ALICE pour *A Large Ion Collider Experiment* est un détecteur spécialisé dans l'analyse de la physique des collisions entre ions lourds. Il étudiera les propriétés du plasma de quarks et gluons permettant ainsi de mieux comprendre l'état de la matière quelques instants après le Big Bang [2]

LHCb pour *Large Hadron Collider beauty experiment* étudiera l'asymétrie entre matière et antimatière en passant par l'observation des mésons B, particules qui contiennent le quark b [3]

ATLAS pour *A Toroidal LHC ApparatuS* est un détecteur polyvalent qui se concentrera sur la recherche du boson de Higgs et celle de la supersymétrie (SUSY) en passant par la recherche de dimensions supplémentaires [4]

CMS pour *Compact Muon Solenoid* a les mêmes objectifs que le détecteur ATLAS mais avec une conception différente [5]

TOTEM pour *TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement* étudiera la physique diffractive et détectera les particules diffusés à très petits angles permettant ainsi de mesurer la luminosité absolue et la section efficace totale proton-proton [6]

LHCf pour *LHC forward* étudiera les particules neutres émises vers l'avant pour simuler en laboratoire des rayons cosmiques de haute énergie [7]

La table 1.1 résume les paramètres nominaux du LHC à l'injection et pendant les collisions. Ces paramètres ne seront pas atteints avant plusieurs années. La montée en énergie et en luminosité va dépendre de la progression de la connaissance de la machine et du temps alloué aux périodes d'entraînement des dipôles.

Paramètre	Unité	Injection	Collision
Énergie	[GeV]	450	7000
Luminosité	[cm ⁻² s ⁻¹]		10 ³⁴
Nombre de paquets			2808
Espacement entre paquets	[ns]		24.95
Nombre de protons par paquet			1.15 10 ¹¹
Courant par faisceau	[A]		0.582
Emittance transverse normalisée	[μm rad]	3.5	3.75
Emittance longitudinale (4σ)	[eVs]	1.0	2.5
Longueur d'un paquet	[ns]	1.7	1.0
Dispersion en énergie	[10 ⁻³]	1.9	0.45

TABLE 1.1: Paramètres nominaux du faisceau du LHC.

1.3 Présentation du détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS mesure 46 m de long, 25 m de large, 25 m de haut et pèse 7000 tonnes. Il comporte tous les sous-détecteurs utiles à l'analyse des événements de physique liés à la recherche du boson de Higgs où à la découverte d'une physique au delà du Modèle Standard. La figure 1.3 présente les différents sous-systèmes qui seront brièvement détaillés plus tard dans cette section. Comme présenté dans la table 1.2, chaque sous-système permet de mesurer une grandeur utile à l'identification ou à la caractérisation des différentes particules issues des collisions.

Le tableau 1.3 et la figure 1.4 mettent en évidence le comportement des différentes particules issues des collisions dans les différents sous-détecteurs d'ATLAS. Les photons et les électrons, après avoir traversé les différentes couches du détecteur interne, perdent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique sous forme d'une gerbe. Les protons et les neutrons déposent une partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique, mais finissent leur course dans le calorimètre hadronique sous forme d'une gerbe. Ils traversent eux aussi les différentes couches du détecteur interne. Les muons traversent l'ensemble du détecteur en laissant un signal dans chaque partie du détecteur. Enfin, les neutrinos traversent l'ensemble du détecteur sans être détectés.

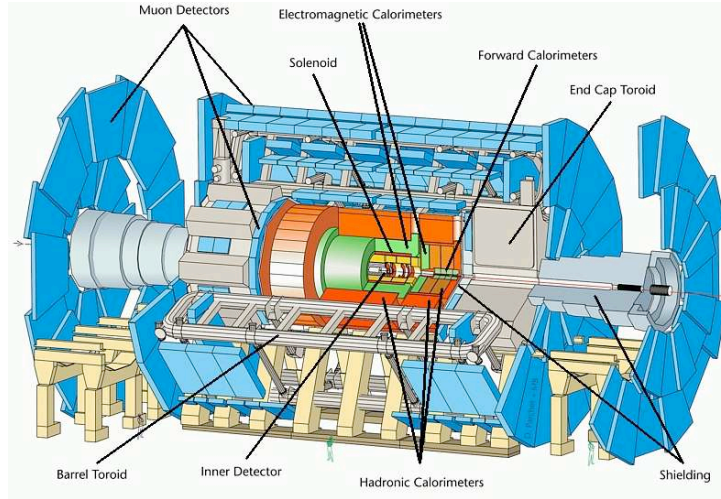


FIGURE 1.3: Le détecteur ATLAS et ses sous-systèmes.

Sous-détecteur	Mesure réalisée	Particularité(s)
Détecteur interne + solénoïde (2 T)	Reconstruction de la trace des particules chargées Détermination de l'impulsion et de la charge	$ \eta < 2.5$
Calorimètres électromagnétique	Détermination de l'énergie des particules neutres et chargées	
hadronique	Identification des e^\pm et des γ	$ \eta < 3.2$ $E > 2.5 \text{ GeV}$
	Identification des jets et de l'énergie transverse manquante	$ \eta < 4.9$ $E > 4.9 \text{ GeV}$
Spectromètre à muons + toroïde ($\approx 4 \text{ T}$)	Identification des muons	$ \eta < 2.7$ $E > 2.4 \text{ GeV}$

TABLE 1.2: Fonctions et particularités des différents sous-systèmes composant le détecteur ATLAS.

1.3.1 Le trajectographe

Comme le présente la figure 1.5(a), le trajectographe, ou détecteur interne [8, 9], se compose de trois sous-détecteurs tous insérés dans le solénoïde : le *détecteur à pixels*, le *SemiConductor Tracker* (SCT) et le *Transition Radiation Tracker* (TRT). Comme l'illustre la figure 1.5(b), lorsqu'une particule chargée a une impulsion transverse suffisante, elle traverse les trois couches du trajectographe en donnant : trois points spatiaux dans les pixels, huit dans le SCT et en moyenne 36 dans le TRT. Ces différents sous-détecteurs sont détaillés ci-dessous. Chaque sous-détecteur du détecteur interne se compose de deux parties, une partie centrale dite *barrel* (voir figure 1.5(b)) et deux parties avant et arrière dites *end-cap* (voir figure 1.5(c)).

Particule	Trajectographe	Calorimètres		Détecteur de muons
		électromagnétique	hadronique	
γ		gerbe électromagnétique		
e^\pm	ionisation	gerbe électromagnétique		
Hadrons chargés	ionisation	léger dépôt énergétique	gerbe hadronique	
Hadrons neutres		léger dépôt énergétique	gerbe hadronique	
Muons	ionisation	léger dépôt énergétique	léger dépôt énergétique	impulsion

TABLE 1.3: Effet du passage des particules dans les sous-détecteurs d'ATLAS.

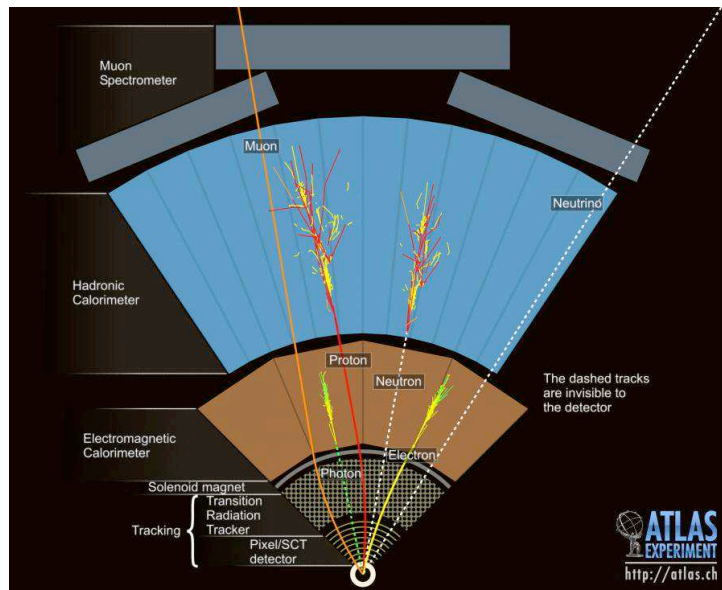


FIGURE 1.4: Illustration des interactions dans les sous-détecteurs des différentes particules entrant dans le détecteur ATLAS.

Le détecteur à pixels

La figure 1.6 présente le détecteur à pixels avant son insertion dans le solénoïde du détecteur ATLAS. C'est le détecteur le plus proche du vertex de la collision. Les différentes particules issues de la collision n'ayant pas encore été séparées par le champ magnétique solénoïdal, ce détecteur doit avoir une très fine granularité pour pouvoir distinguer les traces de chaque particule.

Le détecteur se compose de trois *barrel* de rayons moyens $r \approx 5, 9$ et 12 cm et trois disques disposés vers l'avant de part et d'autre du point d'interaction à $z \approx 50, 88$ et 122 mm forment les *end-cap*. L'ensemble comporte 1744 modules. Chaque module mesure 62.4 mm de long et 21.4 mm de large et comporte 46080 pixels de taille $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Les détecteurs à pixel est donc constitués d'environ 80.4 millions de canaux soit à peu près 90 % du nombre total de canaux du détecteur ATLAS. La surface totale couverte par les pixels est de 1.7 m^2 .

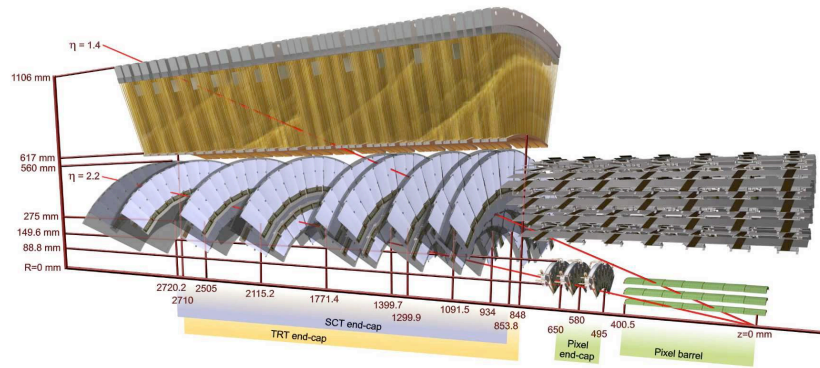
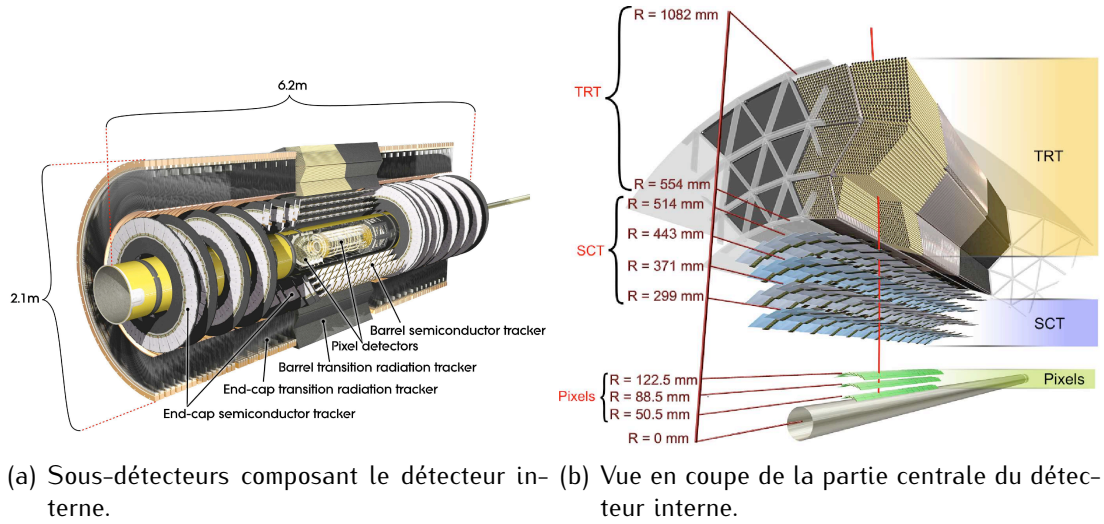


FIGURE 1.5: Le trajectographe du détecteur ATLAS se compose de trois sous-détecteurs : les pixels, le SCT et le TRT ; divisés chacun en deux parties : le *barrel* et les *end-cap*.

Cet ensemble permet de mesurer les positions $[z, r - \phi]$ pour le *barrel* et $[r, r - \phi]$ pour les *end-cap*. La résolution en z et r est d'environ $115 \mu\text{m}$ et de $10 \mu\text{m}$ pour la position dans le plan $r - \phi$.

Le SCT

La figure 1.7 présente le trajectographe à silicium du détecteur ATLAS. Le *SemiConductor Tracker* entoure le détecteur à pixels. Se trouvant plus loin du vertex de la collision, sa granularité est moins fine. Le système de détection est composé de *Micro-Strips* de silicium de taille $80 \mu\text{m} \times 128 \text{ mm}$. Il est composé dans la partie centrale de quatre cylindres de deux plans de détection. Les cylindres sont disposés à $r \approx 30, 37, 44$, et 52 cm . Un décalage de 40 mrad entre deux plans de chaque couche assure une redondance sur la mesure de chaque point. Dans les *end-cap*, neuf disques sont répartis entre $z = 85$ et 272 cm autour du point d'interaction. L'ensemble permet d'obtenir au moins huit points par trace dans la région $|\eta| < 2.5$. Il comporte environ 6.3 millions de canaux.

Cet ensemble permet de mesurer les positions $[z, r - \phi]$ pour le *barrel* et $[r, r - \phi]$ pour les *end-cap*. La résolution en z et r est d'environ $580 \mu\text{m}$ et de $17 \mu\text{m}$ pour la position dans le plan $r - \phi$.

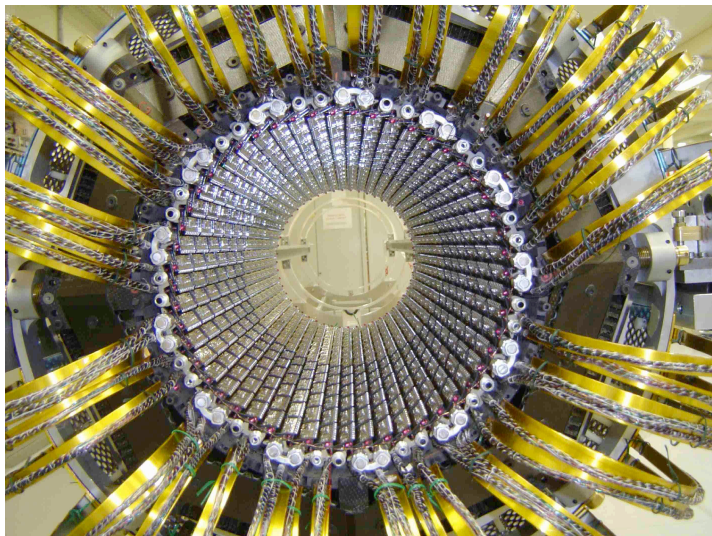


FIGURE 1.6: Détecteur à pixels.

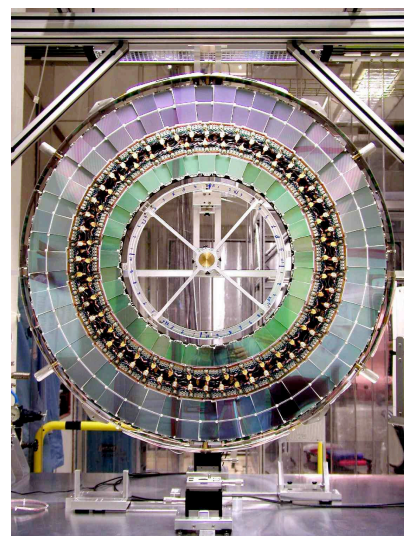


FIGURE 1.7: Disque du SCT *end-cap*.

Le TRT

Le *Transition Radiation Tracker* constitue la dernière couche du détecteur interne (voir figure 1.8). Il se compose de 351000 tubes de 4 mm de diamètre, remplis d'un mélange gazeux² qui induit un rayonnement de transition. Les tubes sont séparés par du polypropylène. Ils sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau dans la région du *barrel* et radialement dans le *end-cap*, ce qui fait que les tubes sont quasiment systématiquement orthogonaux à la trajectoire des particules chargées. Ce système ne permet que de mesurer la coordonnée $r - \phi$.

Le signal lu à l'extrémité de chaque tube permet de distinguer le rayonnement d'ionisation du rayonnement de transition permettant ainsi l'identification des électrons par rapport aux autres particules chargées. Il couvre une région $|\eta| < 2.0$ et a une sensibilité en énergie de $0.5 < E < 150 \text{ GeV}$. Si dans la région centrale, une particule traverse en moyenne 36 tubes, dans les *end-cap* ($0.8 < |\eta| < 1.0$) elle en traverse au minimum 22. Ce système permet donc d'améliorer la mesure de l'impulsion et surtout il identifie les électrons préparant ainsi le travail pour le calorimètre électromagnétique. La résolution spatiale obtenue est $130 \mu\text{m}$ sur la position dans le plan $r - \phi$.

2. Le mélange gazeux se compose de 70% de Xe, 27% de CO_2 et de 3% de O_2 . Avec une polarisation de 1530 V, le gain est environ de $2.5 \cdot 10^4$.

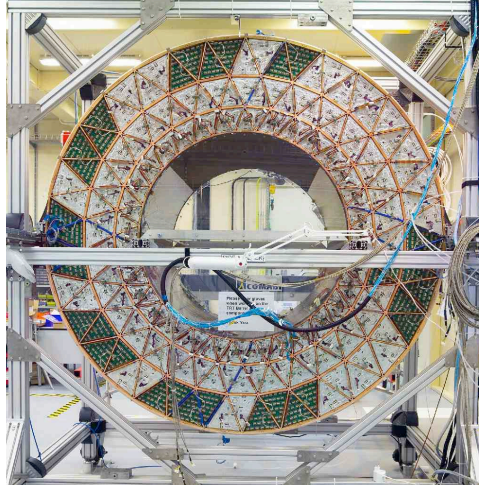


FIGURE 1.8: Le détecteur à transition de radiation.

1.3.2 Le calorimètre

Le rôle de la calorimétrie dans un détecteur de particules auprès d'un collisionneur de hadrons est d'effectuer une mesure précise de l'énergie et de la position des électrons et des photons (calorimètre électromagnétique) et de l'énergie et de la direction des jets ainsi que l'impulsion transverse manquante (calorimètre hadronique). L'activité attendue dans le calorimètre avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et à la luminosité nominale $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ est importante. Cela implique un détecteur ayant un temps de réponse rapide et une forte granularité pour minimiser les effets d'empilement des événements, aussi bien dans le temps que dans l'espace. Une étude complète des contraintes imposées aux calorimètres a été effectuée et a conduit à la conception des calorimètres actuels.

Le calorimètre d'ATLAS se compose de deux calorimètres : un électromagnétique [10] et un hadronique [11] (voir la figure 1.9). Nous allons les détailler dans les sections suivantes.

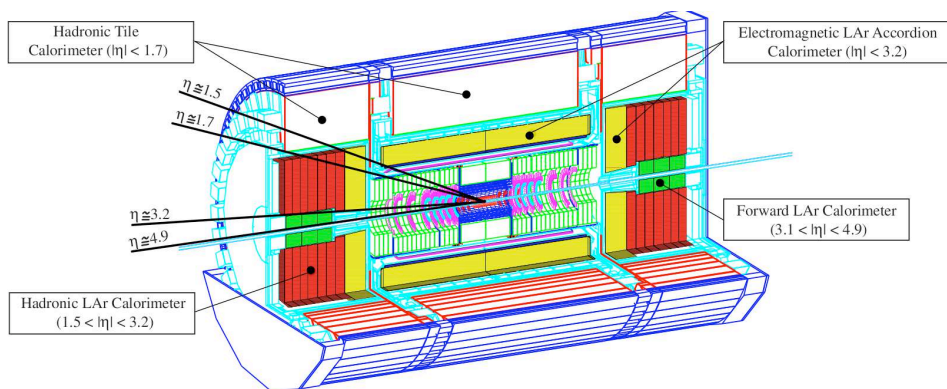


FIGURE 1.9: Les calorimètres du détecteur ATLAS.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage à argon liquide. Cette technologie est connue et utilisée depuis de nombreuses années mais a été adaptée aux contraintes de la physique que l'on veut observer au LHC. Certains canaux de désintégration du boson de Higgs (e.g $H \rightarrow \gamma\gamma$) nécessitent une très bonne identification et surtout un fort pouvoir de séparation. Pour ce faire, une très bonne couverture en ϕ dans la partie *barrel* est nécessaire et la géométrie en accordéon présentée sur la figure 1.10(a) répond parfaitement à ce critère. Cette géométrie a pour avantage principal que la couverture en ϕ est homogène et ne présente quasiment aucune zone inactive.

Ce calorimètre est séparé en deux parties, le *barrel* ($|\eta| < 3.2$) et les *end-cap* ($3.2 < |\eta| < 4.9$). La construction des 2048 absorbeurs du barrel a été effectuée au LAL.

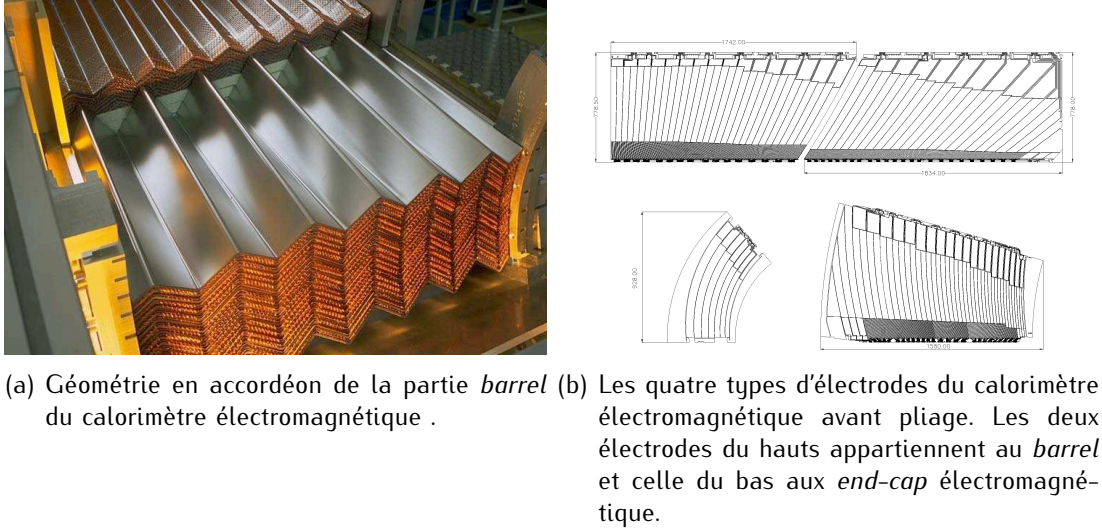


FIGURE 1.10: Géométrie du calorimètre à échantillonnage à argon liquide d'ATLAS.

Le calorimètre est divisé en trois segments longitudinaux pour $|\eta| < 2.5$ et en deux segments pour $2.5 < |\eta| < 3.2$ (voir figure 1.10(b)). Dans la région centrale ($|\eta| < 1.8$), le calorimètre est précédé d'un prééchantillonneur pour recouvrir l'énergie déposée dans les matériaux situés en amont (tube à vide, cryostat, solénoïde, détecteurs internes, services, etc...). La segmentation des différentes cellules (η , ϕ) de la partie *barrel* du calorimètre électromagnétique est représenté sur la figure 1.11.

Des résultats de tests en faisceau [12] ont montré que la résolution en énergie était bien décrite par la formule empirique suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus b \quad (1.1)$$

où le terme stochastique a atteint 10% et le terme b est constant et vaut 0.17 %. Entre 15 et 180 GeV, l'énergie reconstruite est linéaire avec des résidus inférieurs à 1 %. Des tests en faisceau à 245 GeV ont permis de montrer que la non-uniformité de la réponse

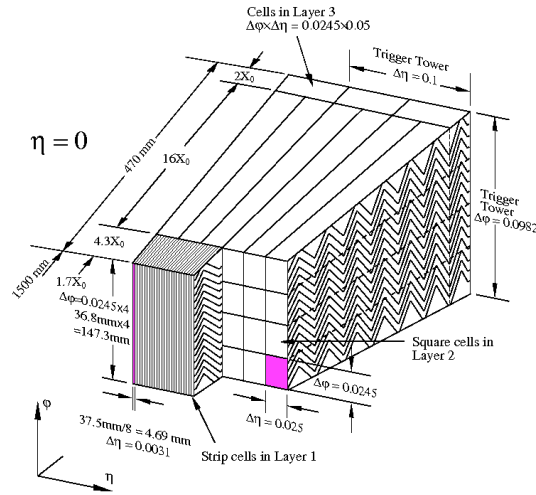


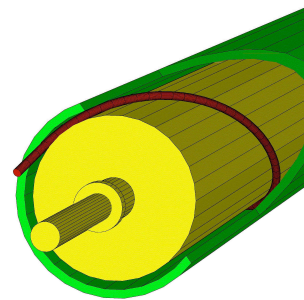
FIGURE 1.11: Présentation des différents modules du calorimètre à argon liquide dans sa partie centrale. Il est divisé en trois régions avec des granularités croissantes en partant du point d'interaction.

du calorimètre était inférieure à 0.5 % pour le *barrel* et 0.65 % pour les *end-cap*. Ces performances permettent d'atteindre une résolution d'environ 1 % sur la masse du Higgs dans les canaux de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$ entre 100 et 200 GeV.

Dans la partie vers l'avant ($3.1 < |\eta| < 4.9$), c'est le FCAL (*Forward CALorimeter*), un autre type de calorimètre à argon liquide qui est utilisé. Il est constitué d'un ensemble d'électrodes en cuivre parallèles à la direction du faisceau, insérées dans une matrice de cuivre. Une épaisseur de 250 μm d'argon liquide sépare la matrice et l'électrode (voir figure 1.12). Les électrons issus de l'ionisation de l'argon liquide dérivent entre l'électrode et la matrice.



(a) Matrice d'un module du FCAL pendant l'assemblage. .



(b) Schéma de principe d'une électrode du FCAL.

FIGURE 1.12: Composition du calorimètre électromagnétique vers l'avant.

Des tests en faisceau [13] ont montré un terme d'échantillonnage a de $(28.5 \pm 1.0)\%$ et un terme constant de $3.5 \pm 0.5 \%$ avec une linéarité inférieure au %. Ces résultats sont meilleurs que ce qui est nécessaire pour la partie avant du calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique du détecteur ATLAS est composé de deux sous-détecteurs :
 $\eta < 1.6$: alternance d'absorbeur en fer et de fibres scintillantes (*Tiles Calorimeter*)
 $\eta > 1.6$: calorimètre à argon liquide (*Hadronic End-Cap* et *Forward Calorimeter*)

Le choix de l'argon liquide pour les calorimètres vers l'avant s'explique par sa bonne résistance aux radiations.

Le calorimètre hadronique à tuiles, dont un module est schématisé sur la figure 1.13, est un calorimètre à échantillonnage qui utilise le fer comme milieu absorbant et des tuiles scintillantes comme milieu actif. Les tuiles sont lues à chaque extrémité par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde. Le temps de réponse des photomultiplicateurs est d'environ 23.5 ns, ce qui permet d'identifier la collision dont sont issus les hadrons observés. Des tests en faisceau [14] associant les deux calorimètres électromagnétique et hadronique ont permis de montrer que la résolution en énergie pour les pions pouvait être paramétrisée avec un terme d'échantillonnage de $(52.0 \pm 1.0)\%$, un terme de bruit de $1.6 \text{ GeV} \pm 0.1 \%$ et un terme constant de $(3.0 \pm 0.1)\%$. La linéarité jusqu'à 300 GeV est inférieure à 2 %.

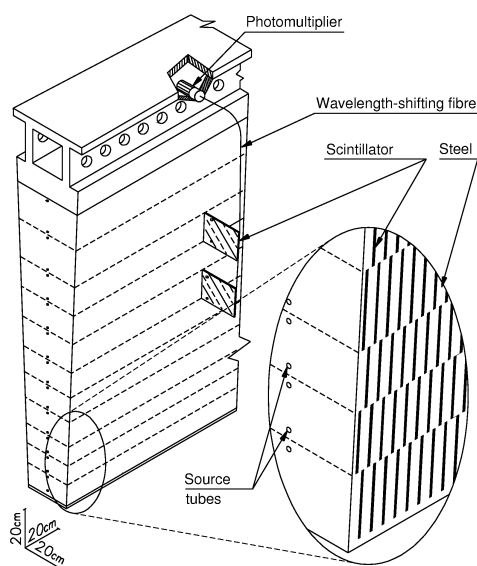
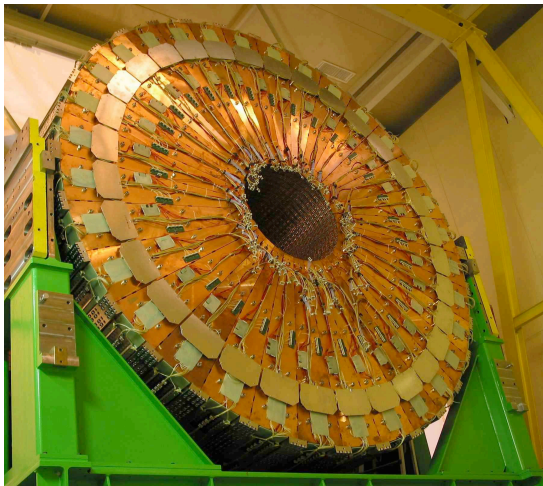


FIGURE 1.13: Schéma montrant comment l'assemblage mécanique et la lecture optique des tuiles sont intégrés au module du calorimètre hadronique.

Le calorimètre hadronique à argon liquide (HEC pour *Hadronic End-Cap*) est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu absorbant est du cuivre (voir la figure 1.14(a)). Il se compose de deux roues de 2 m de diamètre externe. Des tests en faisceau [15] ont montré qu'un terme d'échantillonnage de 56% et un terme constant de 2 % étaient en accord avec les prédictions. La perte d'énergie longitudinale était d'environ 4 %, toujours en accord avec les exigences.

Le calorimètre hadronique vers l'avant (FCal) couvre la région $3.1 < |\eta| < 4.9$ (voir la figure 1.14(b)). Sa structure est similaire à celle du calorimètre électromagnétique *end-cap*, à cela près que le milieu absorbeur est du tungstène et que l'épaisseur d'argon liquide est plus importante. Des tests en faisceau [13] associant les deux modules du *FCal* hadronique et le *FCal* électromagnétique ont permis de calculer un terme d'échantillonnage de $(94.2 \pm 1.6)\%$ et un terme constant de $7.5 \pm 0.4\%$, ce qui représente des résultats meilleurs que ceux attendus.



(a) *Hadronic End-Cap* avant insertion dans le cryostat.



(b) Les différents modules du *FCal* en cours d'assemblage.

FIGURE 1.14: Composition du calorimètre hadronique vers l'avant.

La figure 1.15 présente la position des différents composants des calorimètres électromagnétiques et hadroniques vers l'avant.

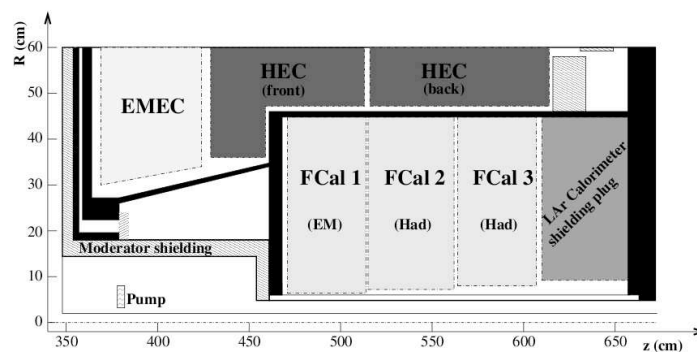


FIGURE 1.15: Position des différents sous-détecteur du calorimètre vers l'avant.

1.3.3 Les systèmes magnétiques

Le système magnétique du détecteur ATLAS [16, 17, 18] est constitué de quatre aimants supraconducteurs : le solénoïde, le toroïde, les deux toroïdes *end-cap*. Une vue complète de ce système est présentée sur la figure 1.16.

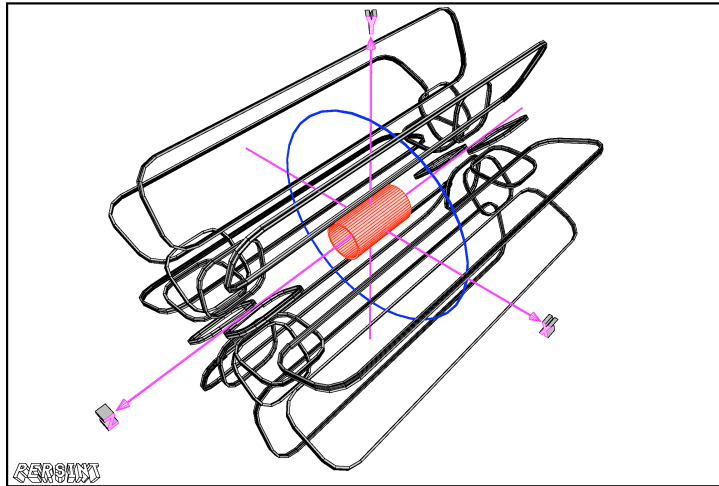


FIGURE 1.16: Système magnétique d'ATLAS. Au centre, en rouge, le solénoïde, à l'extérieur le toroïde et aux extrémités les deux toroïdes *end-cap*.

Le solénoïde

Le solénoïde crée un champ magnétique de 2 T parallèle à l'axe du faisceau. Il mesure 5.3 m de long, 2.44 m de diamètre interne et 2.63 de diamètre externe. Le détecteur interne est intégralement situé dans le volume du solénoïde. Celui-ci est intégré au cryostat de la partie *barrel* du calorimètre électromagnétique. L'ensemble magnétique ainsi que son enceinte d'isolation ont été optimisés afin de minimiser la matière en amont du calorimètre électromagnétique ($0.66 X_0$ à incidence normale).

Le toroïde

L'aimant toroïdal constitue la principale particularité du détecteur ATLAS. Il permet de courber la trajectoire des muons à l'extérieur du calorimètre ($9.4 < r < 20.1$ m), en plus de la courbure déjà provoquée par le solénoïde. Cette solution permet de diminuer le champ magnétique du solénoïde (2 T pour ATLAS contre 4 T pour CMS) mais impose d'avoir un très grand volume de détecteurs spécifiques aux muons. Le système complet couvre une région de $|\eta| < 2.7$ et est constitué de deux toroïdes *end-cap* ($1.4 < |\eta| < 2.7$, voir figure 1.18) et d'un toroïde *barrel* ($|\eta| < 1.0$, voir figure 1.17). Chacun des toroïdes est constitué de huit bobines équi-réparties radialement. L'ensemble des toroïdes est alimenté en série au courant nominal de 20.5 kA. Le champ magnétique maximum est de 3.9 T pour le *barrel* et 4.1 T pour le *end-cap*.

1.3.4 Le détecteur à muons

Le spectromètre à muons est constitué de chambres à déclenchement rapide et de chambres de précision situées dans le volume sensible de l'aimant toroïdal (voir figure 1.19).

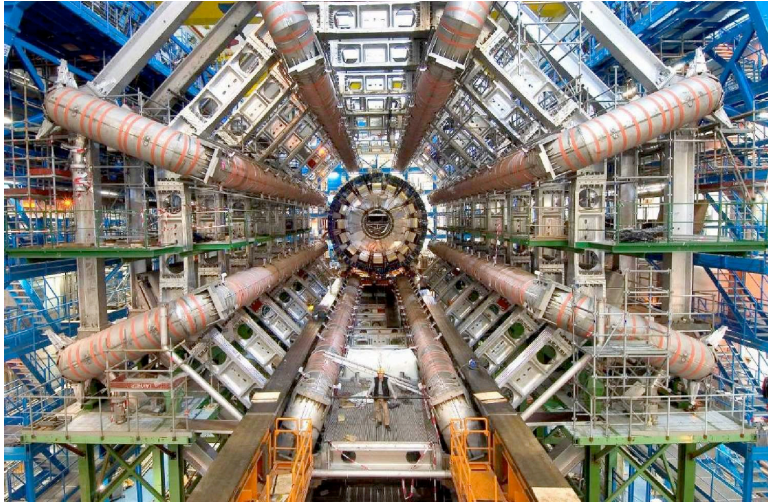


FIGURE 1.17: Toroïde *barrel*.

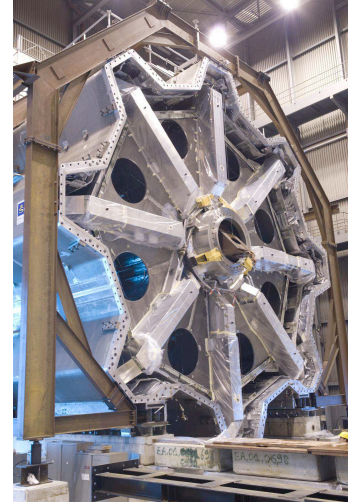


FIGURE 1.18: Toroïde *end-cap*.

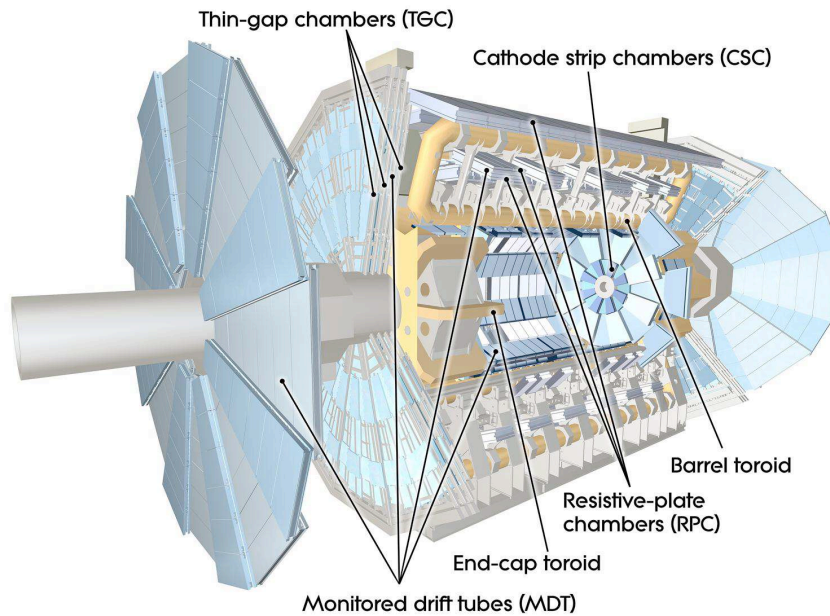


FIGURE 1.19: Détail des constituants du détecteur à muons du détecteur ATLAS.

Les chambres de précision permettent d'obtenir l'impulsion des muons en mesurant leur déflexion dans le champ magnétique. Elles sont installées dans la région centrale autour de l'axe du faisceau à $r = 5, 7.5$ et 10 m et sur deux plans verticaux à $z = 7$ et 22 m du point d'interaction dans les *end-cap*. Elles se composent à la fois de MDT (*Monitored Drift Tubes*³), principalement situés dans la région centrale et de CSC (*Cathode Strip Chambers*⁴) lorsque le taux de comptage augmente, c'est-à-dire pour $2.0 < |\eta| < 2.7$.

3. Les MDT sont composés de tubes à dérivation dont l'orientation est globalement orthogonale aux lignes du champ magnétique.

4. Les CSC sont des chambres proportionnelles dont les cathodes sont segmentées en *strip*.

Les chambres de déclenchement fournissent une information rapide et complètent la mesure de la position dans le région des MDT car elles sont situées dans la région pour laquelle la trajectoire des muons n'est pas courbée. Elles couvrent la région $|\eta| > 2.4$. Elles sont constituées de RPC (*Resistive Plate Chambers*) dans le *barrel* et de TGC (*Thin Gap Chambers*) dans les *end-cap*.

Pour $|\eta| < 1.4$, la courbure de la trajectoire des muons est réalisée par le toroïde *barrel*. Pour $1.6 < |\eta| < 2.7$, elle est effectuée par les toroïdes *end-cap*. Et finalement pour $1.4 < |\eta| < 1.6$ les champs toroïdaux des *end-cap* et du *barrel* s'ajoutent créant ainsi un champ magnétique plus complexe.

1.4 Détermination de la luminosité pour le détecteur ATLAS

D'une manière générale, en négligeant l'acceptance et l'efficacité, on peut relier la section efficace σ d'un processus donné à la luminosité instantanée \mathcal{L} par l'expression suivante :

$$\dot{N} = \mathcal{L} \sigma \quad (1.2)$$

où \dot{N} représente le taux de détection des événements associés au processus étudié.

Cette expression permet de comprendre pourquoi mesurer la luminosité absolue est nécessaire si l'on veut pouvoir mesurer les sections efficaces de manière absolue et pouvoir explorer une physique au delà du modèle standard. La figure 1.20, extraite du TDR d'ATLAS [19] illustre le fait qu'à la fin de la prise de donnée du détecteur ATLAS, donc avec une luminosité intégrée estimée à $\int \mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$, l'erreur relative dominante sur le produit de la section efficace de production du Higgs pour divers canaux de désintégration par le rapport d'embranchement vient de la luminosité.

Cependant, dans le cas d'une expérience auprès d'un collisionneur, la mesure de la luminosité absolue n'est pas suffisante. Il faut également un suivi rapide de la luminosité afin de donner un retour sur la qualité des collisions. Dans ce cas, une mesure relative est suffisante et permet à la fois d'optimiser la luminosité et de suivre son évolution au cours d'un *run* afin de corriger les effets liés à l'empilement et au bruit de fond. Cette mesure permet, une fois étalonnée à l'aide d'une mesure absolue, de déterminer la luminosité intégrée durant la prise de données.

Dans ATLAS, les mesures de luminosité relative et de luminosité absolue sont effectuées par plusieurs sous-détecteurs. Nous allons dans un premier temps faire une description rapide des différents luminomètres relatifs, puis nous expliquerons les différentes méthodes utilisées pour la détermination de la luminosité absolue.

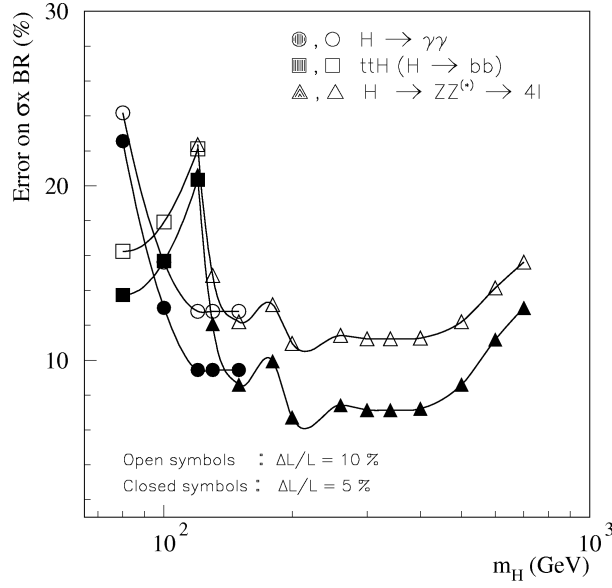


FIGURE 1.20: Précision relative sur le produit de la section efficace de production du Higgs pour divers canaux de désintégration par le rapport d'embranchement en fonction de la masse du Higgs pour une luminosité intégrée $\int \mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$. L'erreur dominante provient de la luminosité. Les symboles pleins sont calculés pour $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}=5\%$, et les symboles creux pour $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}=10\%$.

1.4.1 Luminosité relative

Le détecteur ATLAS est équipé de plusieurs sous-détecteurs qui, même s'ils n'ont pas tous été conçus pour cela, peuvent apporter une information sur la luminosité relative. Cependant il existe un sous-détecteur dédié à cette mesure : **LUCID** pour **L**uminosity monitor using **C**erenkov **I**ntegrating **D**etectors.

Les calorimètres

Le signal induit par les événements de *minimum bias* dans les calorimètres ainsi que leur fort taux de répétition en fait un outil potentiel pour le suivi de la luminosité. Pour réaliser cette mesure il faut trouver une observable dont les variations dépendent de l'activité dans le calorimètre.

Calorimètre à tuiles scintillantes Le courant débité dans les anodes des photomultiplicateurs utilisés pour la lecture des tuiles scintillantes est proportionnel à l'activité du calorimètre. En conséquence, la lecture de ce courant nous renseigne directement sur les variations de la luminosité. En utilisant les 1700 cellules de la partie centrale du calorimètre, on devrait atteindre une précision inférieure à 1% en 1 s de prise de données à la luminosité nominale prévue de $\mathcal{L}=10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [20]. Une des principales erreurs systématiques liées à cet effet est la non linéarité de la réponse des photomultiplicateurs.

Calorimètre électromagnétique De la même manière, les alimentations haute tension du calorimètre électromagnétique débitent un courant proportionnel au nombre de particules chargées qui traversent les *gaps* d'argon liquide. Il suffit donc d'insérer un ampèremètre en série avec l'alimentation pour mesurer le courant débité et ainsi en déduire les variations de la luminosité. La figure 1.21 présente le montage utilisé.

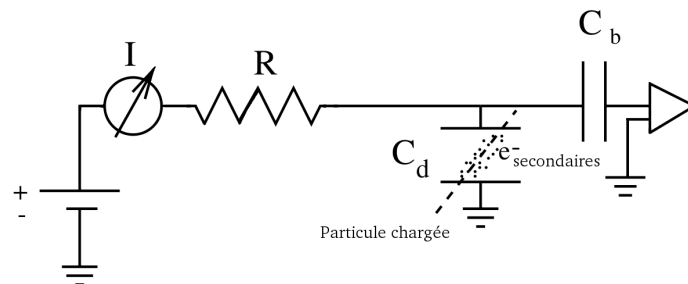


FIGURE 1.21: Principe de la mesure du courant débité dans un canal d'une alimentation haute tension du calorimètre à argon liquide. R représente la résistance totale de la ligne de distribution de la haute tension, C_d, la capacité d'une cellule du calorimètre et C_b une capacité de blocage qui permet de découpler le signal du calorimètre de la haute tension. Le courant I résulte des électrons secondaires générés par la dérive d'une particule chargée dans l'argon liquide.

Une étude réalisée en 2000 a permis de démontrer la faisabilité d'une telle mesure [21]. Depuis, la mise en place de l'équipement nécessaire a été réalisée et des études plus récentes ont montré qu'une précision de quelques % pouvait être atteinte sur la mesure de la luminosité relative [22].

Le *Beam Condition Monitor*

Le *Beam Condition Monitor* (BCM) [23] se compose de quatre stations disposées de chaque côté du détecteur de Pixel à $z = \pm 184$ cm et $r = 7$ cm (voir figure 1.22). Chaque station est équipée de quatre détecteurs en diamant qui couvrent un intervalle en pseudo-rapacité $3.9 < |\eta| < 4.1$. Ce détecteur a principalement pour rôle la protection de l'expérience. Il fournit un suivi du bruit de fond du faisceau et dans le cas où celui-ci serait jugé trop important il peut engendrer le *dump* du faisceau.

Ce sous-détecteur ne peut pas permettre une mesure précise de la luminosité relative mais permet un suivi rapide de la qualité des collisions. Comme le montre la figure 1.23, sa réponse est proportionnelle au nombre de collisions inélastiques au point d'interaction.

Le *Minimum Bias Trigger Scintillator*

Le *Minimum Bias Trigger Scintillator* (MBTS) est constitué de plusieurs plans scintillants installés sur la face avant de chaque cryostat *end-cap* (voir figure 1.24). Il occupe l'intervalle de pseudo-rapacité $2.1 < |\eta| < 3.8$.

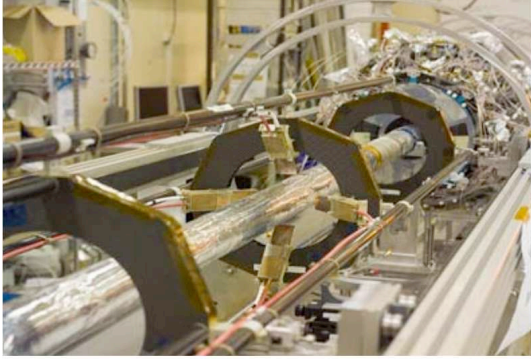


FIGURE 1.22: Photo du BCM entourant le tube du faisceau à 184 cm du point d'interaction d'ATLAS.

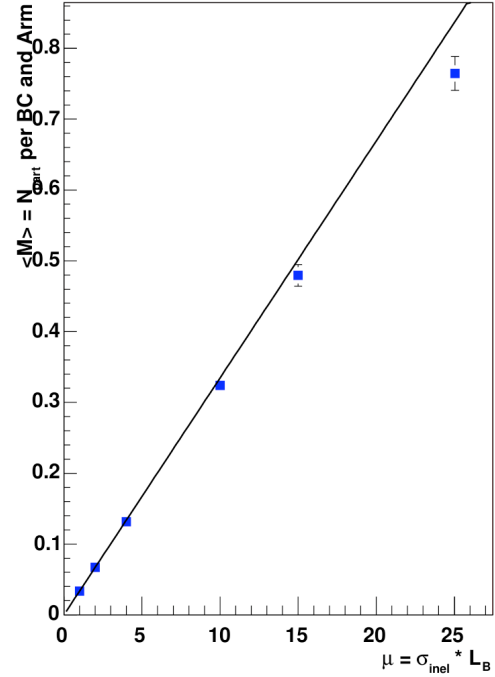


FIGURE 1.23: Variation du nombre d'événements détectés en coïncidence entre les différents modules du BCM en fonction du nombre d'interactions inélastiques produites par croisement (figure extraite de [24]).

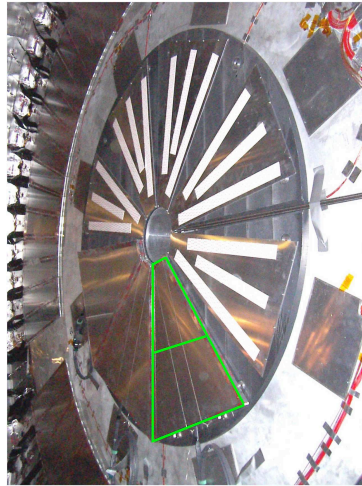


FIGURE 1.24: Photo de la face avant d'un des *end-cap* du détecteur ATLAS sur lequel sont installés les différents secteurs du MBTS (souligné de vert). Chaque secteur du MBTS couvre 45° de la surface du *end-cap* et se divise en deux segments couvrant $2.1 < |\eta| < 2.8$ et $2.1 < |\eta| < 3.8$.

De la même manière que les sous-détecteurs précédents, c'est le comptage des événements de *minimum bias* qui permet de mesurer la luminosité relative. Cependant ce détecteur ne pourra être utilisé que pendant la première phase de fonctionnement du LHC, sa tenue aux radiations ne lui permettant pas de survivre à des luminosités supé-

rieures à $\mathcal{L}=5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Le Zero Degree Calorimeter

Le *Zero Degree Calorimeter* (ZDC) [25] est dédié à l'étude des particules neutres produites à grande rapidité $|\eta| > 8.3$. Ces détecteurs sont des calorimètres à échantillonnage compacts situés à 140 m du point d'interaction dans les absorbeurs transverses pour les particules neutres (TAN) (voir figure 1.25).

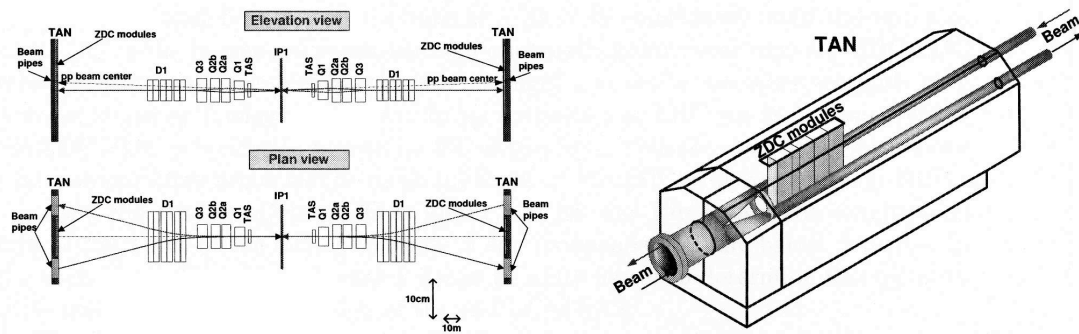


FIGURE 1.25: Vue de la ligne de faisceau couvrant ± 140 m autour du point d'interaction (à gauche). Les modules du ZDC sont situés dans le TAN dont une vue est présentée sur la figure de droite.

Les mesures effectuées sur PHENIX au RHIC [25] ont permis de montrer que le taux d'événements observés en coïncidence dans les différents modules du ZDC est pratiquement insensible au bruit de fond, et ce sur cinq ordres de grandeur de la luminosité (voir figure 1.26). Des études plus récentes ont permis de montrer que le ZDC pouvait fournir une mesure de la luminosité relative jusqu'à des luminosités instantanées de l'ordre de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [26].

Luminosity monitor using Cerenkov Integrating Detector

Comme nous l'avons mentionné en introduction de cette section, le détecteur LUCID [27] est dédié à la mesure de la luminosité relative. Il se compose de deux ensembles symétriques par rapport au point d'interaction de 168 tubes en aluminium à 17 m du point d'interaction et pointant vers celui-ci (voir figure 1.27). LUCID est inséré entre les deux grandes roues des chambres à Muons. Le principe de ce détecteur est que le nombre de particules chargées détectées à grande pseudo-rapacité ($5.4 < |\eta| < 6.1$) est proportionnel au nombre d'événements inélastiques et donc à la luminosité. C'est ce que présente la figure 1.28. La ligne qui passe par les étoiles représente la linéarité de la mesure dans le cas où l'on est capable de compter toutes les particules. Les carrés représentent le cas où seul le nombre de tubes touchés est mesuré. On constate ici le phénomène de saturation à haute luminosité, expliqué dans l'annexe A.

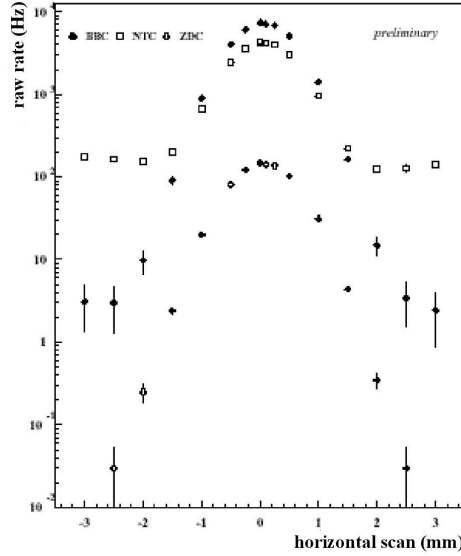


FIGURE 1.26: La courbe du bas représente le taux de comptage en coïncidence entre deux ZDC en fonction de la distance entre les faisceaux pour une collision pp. Les autres courbes représentent le réponse de détecteurs de *minimum bias*. Cette mesure a été effectuée auprès de PHENIX à RHIC par un détecteur équivalent au ZDC [25].

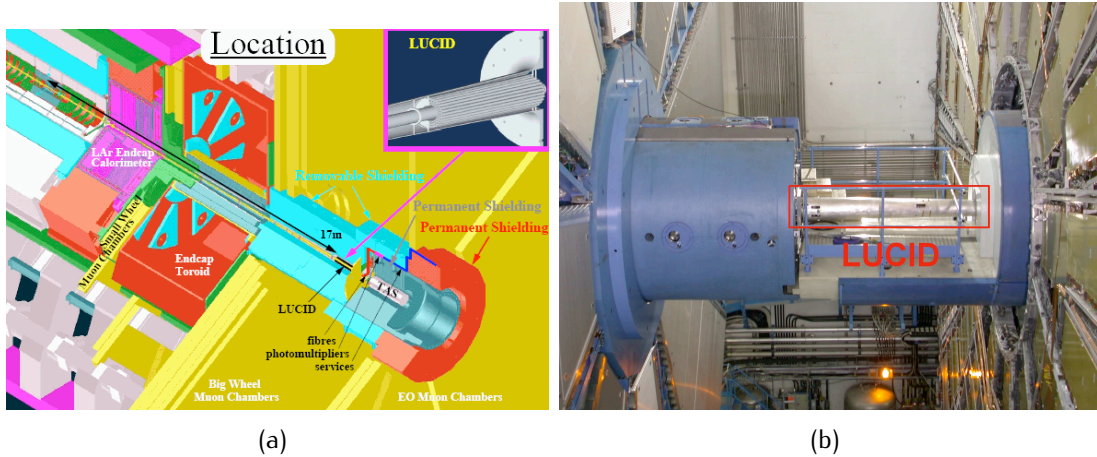


FIGURE 1.27: Le détecteur LUCID est inséré entre les deux grandes roues des chambres à Muons dans les parties avant et arrière du détecteur ATLAS à ± 17 m du point d'interaction.

Les tubes en aluminium sont remplis de C_4F_{10} gazeux, ce qui permet la création d'une lumière Cerenkov au passage d'une particule chargée. L'angle Cerenkov est d'environ 3° donnant en moyenne 2.6 réflexions sur les parois du tube avant que la lumière ne soit collectée à son extrémité. Si dans un premier temps, pour les basses luminosités, la lecture se fera avec un photomultiplicateur directement fixé à l'extrémité du tube, pour des luminosités plus élevées, des fibres optiques guideront la lumière dans une zone où les radiations seront tolérable pour les photomultiplicateurs.

La géométrie pointante et les deux bras de levier assurent au détecteur LUCID un

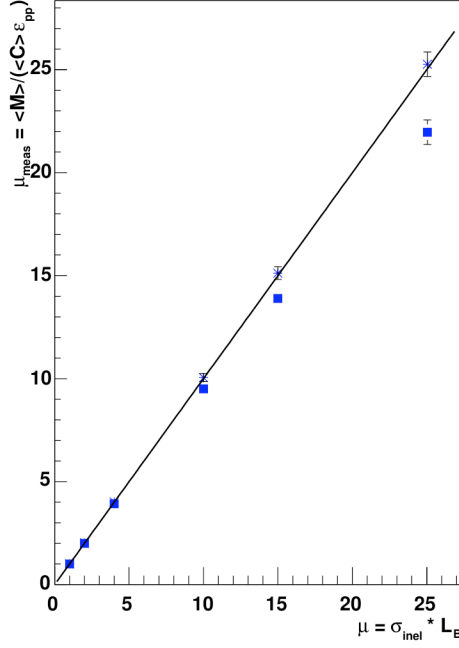


FIGURE 1.28: Variation du nombre de particules chargées détectées (symboles étoilés) et du nombre de tubes touchés (symboles carrés) en fonction du nombre d'événements inélastiques produits au point d'interaction d'ATLAS (figure extraite de [24]).

bruit de fond limité. De plus le seuil Cerenkov est assez élevé, 10 MeV pour les électrons et 2.8 GeV pour les pions. Afin d'éviter la saturation illustrée par la figure 1.28, une très bonne résolution temporelle, de 2 à 3 ns, ainsi qu'une bonne linéarité des photomultipliateurs ont été nécessaires.

Le détecteur LUCID sera à terme utilisé comme luminomètre absolu, mais pour ce faire il faut qu'il soit calibré. Cette opération sera détaillée à la fin de ce manuscrit dans l'annexe A.

1.4.2 Luminosité absolue

Nous allons dans cette section présenter plusieurs méthodes pour déterminer la luminosité absolue au LHC. La liste est non exhaustive mais résume les principales méthodes envisagées pour le détecteur ATLAS.

Utilisation des paramètres du faisceau

La luminosité \mathcal{L} est le reflet de la qualité des collisions entre les paquets circulant dans le LHC. On peut la mesurer directement à partir des paramètres du faisceau [28, 29]. Si on considère que les paquets entrant en collisions sont identiques et que leurs dimensions transverses sont gaussiennes, pour des collisions frontales on peut écrire :

$$\mathcal{L}_0 = \frac{N_1 N_2 f_{rev} k_b}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (1.3)$$

où f_{rev} est la fréquence de révolution des protons dans l'accélérateur, N_1 et N_2 les populations des deux paquets entrant en collision, $4\pi\sigma_x\sigma_y$ la surface efficace de collision dans l'approximation de paquets de forme transverse gaussienne et k_b le nombre de paquets circulant dans la machine. Les paramètres nominaux pour l'optique de collision du LHC donnent $\mathcal{L}_0 = 1.2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette expression est largement simplifiée. Nous allons évoquer certains des effets qu'il faut prendre en compte pour calculer avec plus de précision la luminosité absolue.

Angle de croisement L'angle de croisement réduit la luminosité \mathcal{L} , d'un facteur F_c qui s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 F_c \quad \text{avec} \quad F_c = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_{x,y}}{\sigma_s} \tan\left(\frac{\Phi}{2}\right)\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{x,y}} \tan\left(\frac{\Phi}{2}\right)\right)^2}} \quad (1.4)$$

Pour de petits angles de croisement ϕ et des dimensions transverses $\sigma_{x,y}$ négligeables devant la dimension longitudinale σ_s on peut réécrire ce facteur comme :

$$F_c \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{x,y}} \frac{\Phi}{2}\right)^2}} \quad (1.5)$$

On peut interpréter ce facteur comme une correction purement géométrique et ainsi définir la dimension efficace du faisceau σ_{eff} comme :

$$\sigma_{eff} = \sigma_{x,y} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{x,y}} \frac{\Phi}{2}\right)^2} \quad (1.6)$$

Avec les paramètres nominaux du LHC présentés dans la table 1.1, le facteur de réduction F_c vaut 0.835.

Collisions non frontales Jusqu'à présent les collisions étaient considérées comme frontales, les paquets se recouvrant entièrement lors du croisement. Cependant on peut considérer que les deux paquets sont déplacés dans le plan transverse. Si l'on considère que le paquet 1 est déplacé d'une distance d_1 par rapport au centre de la collision, et que le paquet 2 est déplacé de d_2 , on peut alors réécrire la luminosité en présence d'un angle de croisement ϕ comme suit [29] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 F_c W \exp\left(\frac{B^2}{A}\right) \quad (1.7)$$

où A , B et W valent respectivement :

$$A = \frac{\sin^2(\Phi/2)}{\sigma_{x,y}^2} + \frac{\cos^2(\Phi/2)}{\sigma_s^2} \quad B = \frac{(d_2 - d_1) \sin(\Phi/2)}{2 \sigma_{x,y}^2} \quad (1.8)$$

et

$$W = \exp \left(- \frac{(d_2 - d_1)^2}{4 \sigma_{x,y}^2} \right) \quad (1.9)$$

On peut interpréter le paramètre W comme étant l'influence du déplacement vertical des paquets et le terme $\exp(B^2/A)$ comme la combinaison de l'angle de croisement et du déplacement vertical. Si on considère uniquement le déplacement des paquets par rapport au centre de la collision dans la direction verticale et sans angle de croisement, pour $d_1 - d_2 = 0.1 \sigma_y$ le facteur W vaut 0.9975.

Les autres effets, tel que la variation des dimensions transverses et longitudinale au point d'interaction appelé *effet hourglass* ainsi que le cas de faisceau non-gaussien modifient également la luminosité, mais ne seront pas détaillés dans cette partie, voir [29] pour plus de détails. On peut cependant affirmer que ces effets sont négligeables devant l'effet de l'angle de croisement. Tous ces effets réduisent la luminosité et doivent être déterminés avec une grande précision lors de *run* de calibration.

La précision attendue sur la mesure des différentes grandeurs est :

- 2 % sur la mesure des courants individuels, c'est-à-dire sur la population des paquets
- 1.7 μrad sur la mesure de l'angle de croisement
- la mesure de l'intégrale de recouvrement effectif des paquet au point de collision peut s'effectuer de trois façons différentes :

En extrapolant au point focal les mesures des tailles transverses des paquets obtenues à d'autres positions longitudinales sur la machine. Étant données les précisions des mesures des paramètres optiques utiles à l'extrapolation, on ne peut espérer une précision meilleure que 20-30 %.

En utilisant la méthode de balayage des faisceaux développée par van der Meer aux ISR [30]. Cette méthode a été aussi utilisée par la suite à LEP [31, 32]. La variation de la luminosité en fonction du l'écart vertical δ_y entre les deux faisceaux peut s'écrire pour des faisceaux gaussiens :

$$\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0} = \exp \left(- \frac{\delta_y^2}{4 \sigma_y^2} \right)$$

La mesure de la luminosité en fonction de la séparation $\delta_{x,y}$ entre les deux faisceaux permet une mesure directe du facteur de réduction W et donc aussi de $\sigma_{x,y}$ grâce à (1.9). L'ajustement du résultat du balayage représenté sur la figure 1.29 permet d'accéder aux dimensions transverses du faisceau $\sigma_{x,y}$.

Une méthode originale propose d'utiliser les interactions faisceau-gaz pour mesurer les dimensions transverses du faisceau [33]. Cependant cette méthode est efficace en l'absence de champ magnétique, et par conséquent le champ de 2 T du solénoïde d'ATLAS pourrait grandement limiter cette mesure.

Toutes ces considérations ne devraient cependant pas permettre d'obtenir une précision inférieure à 10 % au LHC. Mais c'est sans aucun doute le moyen le plus rapide pour obtenir la première mesure de luminosité absolue au LHC.

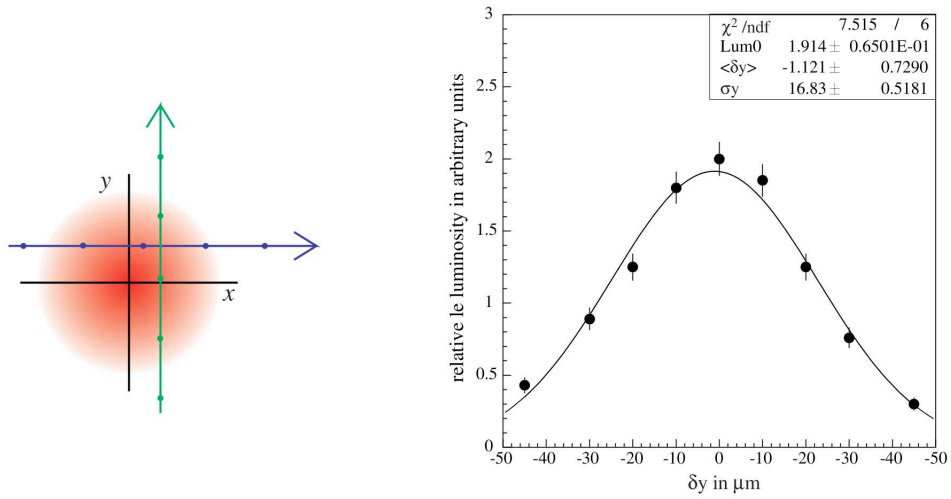


FIGURE 1.29: Schéma représentant le principe des balayages des faisceaux dans le plan transverse (à gauche) et résultat d'une simulation basée sur les résultats de LEP pour un balayage vertical. C'est l'ajustement des données du balayage qui permet de remonter à la dimension verticale du faisceau.

Taux de production des W/Z

La production QCD de W et de Z sera l'un des processus dominants au LHC comme le montre la figure 1.30. Plusieurs millions d'événements de désintégration en deux leptons seront observés très rapidement, ce qui permettra d'atteindre une précision inférieure au % sur le taux de production du W et du Z.

La principale source d'erreur sur les sections efficaces $p + p \rightarrow W \rightarrow l + \nu$ et $p + p \rightarrow Z \rightarrow l^+ + l^-$ vient des PDF, dont l'erreur systématique actuelle est de 8 %. Cette précision pourrait atteindre 4-5 % mais nécessite une luminosité intégrée trop élevée pour constituer une mesure d'étalonnage. Cependant une précision de l'ordre de 10 % pourrait être atteinte assez rapidement.

Utilisation du théorème optique

Cette méthode sera plus largement détaillée dans le chapitre 2, mais nous allons quand même en tracer les grandes lignes.

Les taux d'événements élastiques (R_{el}) et inélastiques (R_{inel}) sont reliés à la luminosité et la section efficace totale par la relation suivante :

$$\sigma_{tot} \mathcal{L} = R_{el} + R_{inel} \quad (1.10)$$

Le principe de cette méthode est l'utilisation du théorème optique [34] qui relie la section efficace totale à la section efficace différentielle élastique extrapolée aux petits transferts de moments t . Ainsi en mesurant à la fois les taux de production totale ainsi que la section efficace différentielle élastique extrapolée on peut calculer la luminosité de manière

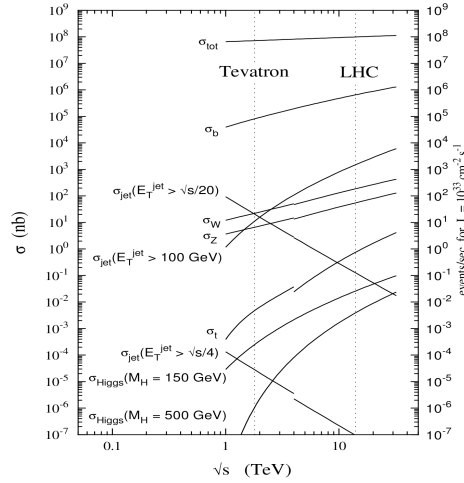


FIGURE 1.30: Variation des sections efficaces proton proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour différents processus QCD.

absolue. Cela nécessite de mesurer avec une grande précision ces deux paramètres et demande une couverture en pseudo-rapidité très large pour mesurer le taux inélastique mais aussi la possibilité de mesurer de très petites valeurs de t . C'est la méthode qu'utilisera TOTEM auprès de CMS [6].

Pour le détecteur ATLAS, la couverture en pseudo-rapidité étant plus réduite, cette méthode ne peut être utilisée. Il est prévu de mesurer des transferts de moment si petits que la section efficace différentielle élastique devient sensible aux interactions de Coulomb. Dans ce cas, il n'est plus nécessaire de mesurer le taux de production des événements inélastiques. Cette mesure, sujet de ma thèse, sera réalisée par le sous-détecteur ALFA. Cette méthode très précise permet d'atteindre une précision de quelques % mais est délicate à mettre en œuvre. Elle sera réalisée lors de runs spéciaux avec une optique modifiée et sera détaillée dans le chapitre 2.

Chapitre 2

Présentation de la mesure

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la méthode qui a été choisie pour mesurer la luminosité absolue auprès du détecteur ATLAS utilise la section efficace différentielle élastique. Nous allons tout d'abord présenter la diffusion élastique à petits angles puis nous détaillerons la méthode qui permet d'extraire la luminosité absolue et la section efficace totale. Enfin nous expliciterons les moyens expérimentaux mis en œuvre pour effectuer cette mesure.

2.1 Diffusion élastique à petits angles

Dans le cas d'une diffusion élastique, les deux protons incidents échangent un quadrimoment de carré t . Leurs trajectoires sont alors déviées d'un angle θ dans le plan de diffusion (voir figure 2.1). Si les deux protons ont une impulsion initiale égale à p ($p_1 = p_2 = p$) alors le quadrimoment de carré échangé peut s'écrire :

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 = -2p^2(1 - \cos(\theta)) \approx -p^2\theta^2 \quad (2.1)$$

dans l'approximation des très faibles angles de diffusion.



FIGURE 2.1: La diffusion élastique ne fait intervenir que l'angle θ dans le référentiel du centre de masse. Le plan de diffusion est aléatoire.

2.1.1 La section efficace différentielle élastique

Terme nucléaire

Le théorème optique [34] énonce qu'à haute énergie, la section efficace totale σ_{tot} est entièrement déterminée par la partie imaginaire de l'amplitude nucléaire de diffusion vers

l'avant $F_n(t)$ extrapolée à $t \rightarrow 0$:

$$\sigma_{tot}(s) = 4\pi \operatorname{Im}[F_n(s, t \rightarrow 0)] \quad (2.2)$$

On paramétrise la variation de la section efficace au voisinage de $t \rightarrow 0$ selon :

$$\frac{d\sigma}{dt}(s) = \left. \frac{d\sigma}{dt}(s) \right|_{t \rightarrow 0} \exp(-b|t|) \quad \text{soit} \quad F_n(s, t) = F_n(s, t \rightarrow 0) \exp(-b|t|/2) \quad (2.3)$$

en fonction de la pente nucléaire b associée à l'amplitude de l'interaction forte. On peut également écrire :

$$F_n(s, t \rightarrow 0) = \operatorname{Re}(F_n(s, t \rightarrow 0)) + i \operatorname{Im}(F_n(s, t \rightarrow 0)) = \operatorname{Im}(F_n(s, t \rightarrow 0)) (\rho + i) \quad (2.4)$$

$$\text{avec} \quad \rho(s) = \frac{\operatorname{Re}(F_n(s, t \rightarrow 0))}{\operatorname{Im}(F_n(s, t \rightarrow 0))}$$

où ρ est le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion nucléaire élastique extrapolée à $t = 0$. En supposant que ρ varie très peu dans la région qui nous intéresse (1 à 7 TeV), on peut écrire l'amplitude $F_n(t \rightarrow 0)$ de l'interaction forte sous la forme :

$$F_n(t \rightarrow 0) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} (\rho + i) \exp(-b|t|/2) \quad (2.5)$$

En considérant que la dispersion en énergie est négligeable ($\Delta E/E \approx 10^{-4}$) et que l'énergie dans le centre de masse s est fixée par le champ magnétique des dipôles, nous n'écrirons plus la dépendance en s des grandeurs étudiées.

Terme de Coulomb

L'amplitude de Coulomb $F_c(t)$ représente la diffusion Rutherford et s'écrit sous la forme [35] :

$$F_c(t) = -2\alpha \frac{G^2(t)}{|t|} \exp(-i\alpha\phi) \quad (2.6)$$

où α est la *constante de structure fine*, $G(t)$ le *facteur de forme électromagnétique dipolaire du proton* [36] et ϕ la phase relative entre l'amplitude de Coulomb et l'amplitude nucléaire [35]. Le facteur de forme dipolaire $G(t)$ est la transformée de Fourier de la distribution spatiale de la charge du proton et se met sous la forme :

$$G(t) = \frac{\lambda^2}{(\lambda + |t|)^2} \quad (2.7)$$

où $\lambda = 0.71 \text{ GeV}^2$. Cette valeur varie très peu avec l'énergie. Dans (2.6), le facteur de phase s'écrit également en fonction de la pente nucléaire b :

$$\phi(t) = \ln \left(\frac{2}{b|t|} \right) - \gamma_E \quad (2.8)$$

où $\gamma_E = 0.577$ est la constante d'Euler.

Section efficace différentielle élastique

L'amplitude de diffusion élastique est la somme des contributions (2.5) et (2.6) liées à l'interaction forte (F_n) et à l'interaction de Coulomb (F_c) ce qui donne pour la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(t) = \pi |F_c(t) + F_n(t)|^2 \quad (2.9)$$

Finalement, la section efficace différentielle élastique (2.9) se met sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{el}}{dt}(t) = & \frac{4\pi\alpha^2 G^4(t)}{|t|^2} - \frac{\sigma_{tot}\alpha(\rho - \alpha\phi)G^2(t)\exp(-b|t|/2)}{|t|} \\ & + \frac{(1 + \rho^2)\sigma_{tot}^2\exp(-b|t|)}{16\pi} \end{aligned} \quad (2.10)$$

et est représentée sur la figure 2.2. Le premier terme de (2.10) est purement électromagnétique et domine pour $|t| < 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Le troisième terme est purement nucléaire et domine pour $|t| > 10^{-2} \text{ GeV}^2$. Enfin le deuxième terme représente l'interférence entre les deux amplitudes et est le plus sensible pour $10^{-4} < |t| < 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

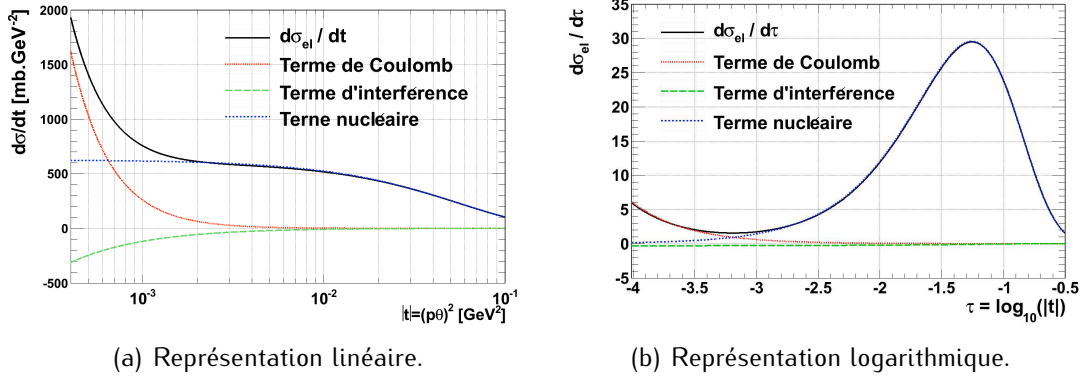


FIGURE 2.2: Section efficace différentielle élastique à 7 TeV en utilisant $\sigma_{tot} = 100 \text{ mb}$, $\rho = 0.13$ et $b = 18 \text{ GeV}^{-2}$.

La section efficace différentielle élastique $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$ est reliée à la luminosité \mathcal{L} par :

$$\frac{d\dot{N}_{el}}{dt}(t) = \mathcal{L} \frac{d\sigma_{el}}{dt}(t) \quad (2.11)$$

en notant \dot{N}_{el} le taux de comptage des événements élastiques. La mesure de ce spectre expérimental permet une mesure absolue de la luminosité instantanée \mathcal{L} , de la section efficace totale σ_{tot} , de la pente nucléaire b et du paramètre ρ en lissant la courbe expérimentale par (2.11). Ceci nécessite d'être sensible à des valeurs de t suffisamment petites pour atteindre la région de diffusion de Coulomb ($t < 10^{-3} \text{ GeV}^2$) qui permet une référence absolue ou au minimum la région d'interférence $10^{-4} < |t| < 10^{-3} \text{ GeV}^2$ dans laquelle $|F_C|$ et $|F_N|$ sont du même ordre de grandeur. La figure 2.3 représente le rapport de la section efficace différentielle élastique sans le terme d'interférence sur celle avec celui-ci

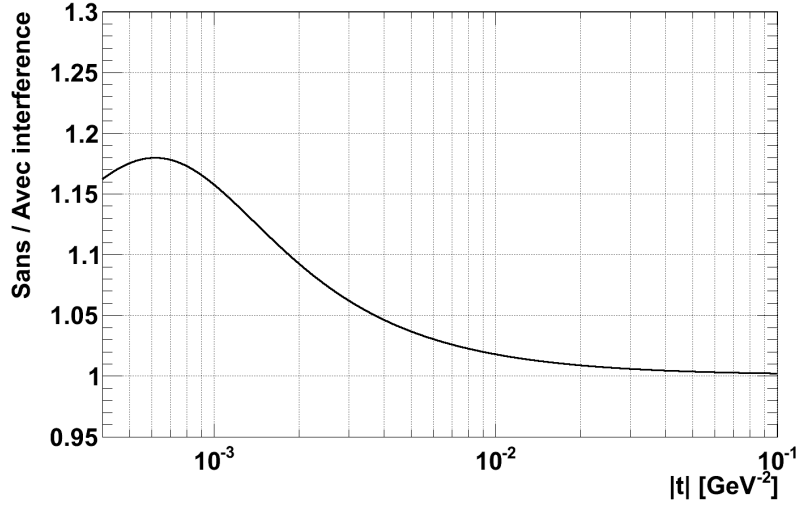


FIGURE 2.3: Rapport de la section efficace différentielle élastique sans le terme d'interférence sur celle avec celui-ci à 7 TeV en utilisant, $\sigma_{tot} = 100$ mb, $\rho = 0.13$ et $b = 18$ GeV⁻².

et met en évidence la zone d'interférence.

Cette méthode a été utilisée par la collaboration UA4 en 1980 au Sp̄pS pour mesurer la luminosité absolue avec une précision proche de 3 % [37]. L'angle typique caractérisant la zone d'interférence était de 120 μ rad. Sur LHC à 7 TeV, il sera de 3.5 μ rad.

Avant d'expliquer les exigences qu'impose la détermination de la luminosité absolue avec la méthode détaillée ci-dessus, nous allons, à titre indicatif, résumer les méthodes alternatives parfois utilisées pour mesurer la luminosité de manière absolue à l'aide de la diffusion élastique. Ces méthodes ne sont a priori pas envisagées pour ATLAS, à moins qu'on ne puisse atteindre la région d'interférence. Par contre, comme nous le verrons, l'une d'entre elle a été choisie par l'expérience TOTEM [6] qui réalisera entre autre la mesure de luminosité absolue auprès l'expérience CMS.

2.1.2 Méthodes alternatives de détermination de la luminosité absolue

A l'aide du théorème optique

On peut écrire :

$$\left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = \pi \left(|\text{Re}(F_n)|^2 + |\text{Im}(F_n)|^2 \right) = \pi |\text{Im}(F_n)|^2 (1 + \rho^2)$$

En écrivant la luminosité \mathcal{L} sous la forme $\mathcal{L} = \dot{N}_{el}/\sigma_{el}$, on en déduit que :

$$\left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = \frac{1 + \rho^2}{16\pi} \sigma_{tot}^2 = \frac{1}{\mathcal{L}} \left. \frac{d\dot{N}_{el}}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} \quad (2.12)$$

en fonction de ρ et du taux d'événements élastiques \dot{N}_{el} extrapolé à $t = 0$. Cette relation permet finalement d'exprimer la luminosité \mathcal{L} et la section efficace totale σ_{tot} sous la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{1 + \rho^2}{16\pi} \frac{\dot{N}_{tot}^2}{\left. \frac{d\dot{N}_{el}^2}{dt} \right|_{t \rightarrow 0}} \quad \text{et} \quad \sigma_{tot} = \frac{16\pi}{1 + \rho^2} \frac{\left. \frac{d\dot{N}_{el}}{dt} \right|_{t \rightarrow 0}}{\dot{N}_{tot}} \quad (2.13)$$

en fonction du taux d'interaction total $\dot{N}_{tot} = \dot{N}_{el} + \dot{N}_{in}$. Cette méthode requiert donc la connaissance de ρ , l'extrapolation de la section efficace élastique nucléaire vers $t = 0$ et la mesure de \dot{N}_{tot} . C'est la méthode qui sera par TOTEM [6] auprès de CMS.

On peut supposer que le paramètre ρ est suffisamment bien connu pour ne pas contribuer de manière significative à l'erreur systématique. En effet, la collaboration COMPETE [38] a effectué en 2002 un fit global sur toutes les données existantes et a retenu pour l'énergie du LHC (figure 2.4) :

$$\rho_{LHC} = 0.1361 \pm 0.0015^{+0.058}_{-0.025}$$

La première erreur est l'erreur statistique sur le meilleur fit. La deuxième correspond à l'ambiguïté dans l'interprétation des données du TEVATRON à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. La contribution de l'erreur sur ρ à l'erreur systématique sur la luminosité est de toute façon inférieure à 0.5%.

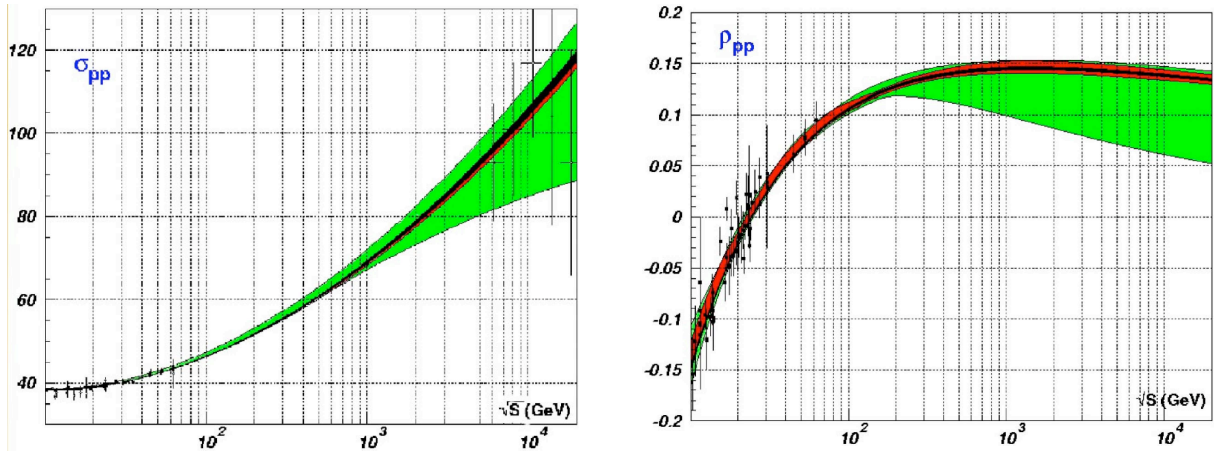


FIGURE 2.4: Variations de la section efficace totale σ_{tot} et de ρ en fonction de \sqrt{s} . La bande noire représente l'erreur statistique du meilleur fit, la bande rouge représente la somme des erreurs statistiques et systématiques du meilleur fit à cause de l'ambiguïté des données du TEVATRON, et la bande verte représente la somme des erreurs pour les divers modèles étudiés par COMPETE – Figure extraite de [38].

La principale difficulté dans l'utilisation du théorème optique pour accéder à \mathcal{L} et σ_{tot} ne vient donc pas de ρ mais de la couverture des détecteurs dans la région avant (figure 2.5). Celle-ci n'étant pas optimale dans ATLAS, la mesure de \dot{N}_{tot} et l'extrapolation

de la section efficace élastique vers $t = 0$ ne pourront pas se faire à mieux que quelques %. On sera en particulier amené à utiliser des Monte-Carlo qui ne pourront pas être validés par une mesure dans l'intervalle de pseudo-rapacité compris entre 6 et 10.

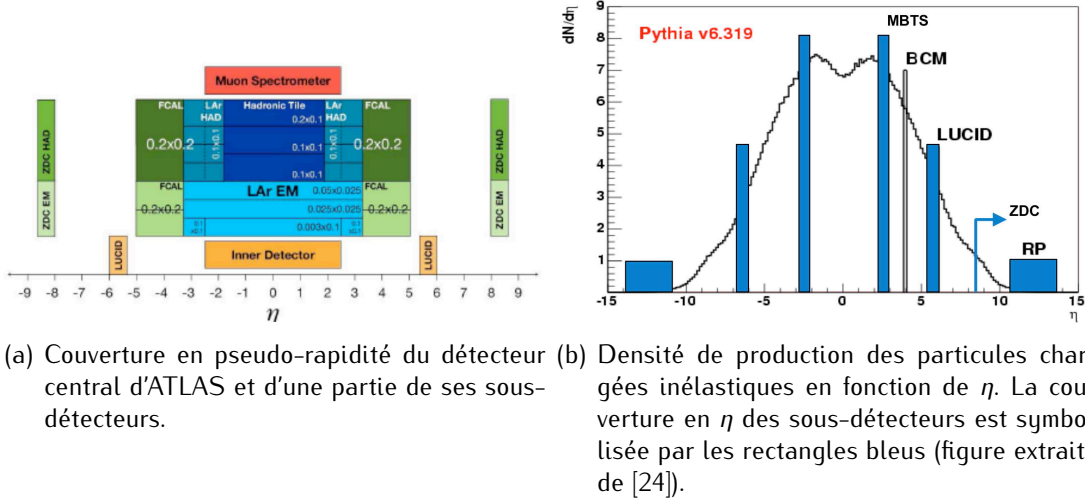


FIGURE 2.5: Couverture en pseudo-rapacité du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs.

Tout ceci fait que l'utilisation du théorème optique dans ATLAS ne pourra pas permettre une détermination absolue de la luminosité à mieux que 5-10%.

A l'aide de méthodes hybrides

On pourrait également envisager mesurer la luminosité absolue en combinant les méthodes présentées ci-dessus. En particulier, en remplaçant \dot{N}_{tot} par $\mathcal{L} \sigma_{tot}$ dans l'expression (2.13) de la luminosité, on obtient :

$$\frac{1}{\mathcal{L}} = \frac{1 + \rho^2}{16 \pi} \frac{\sigma_{tot}^2}{\left. \frac{d\dot{N}_{el}}{dt} \right|_{t \rightarrow 0}} \quad (2.14)$$

L'extrapolation du taux de comptage élastique vers $t = 0$ pourrait permettre une mesure de la luminosité absolue \mathcal{L} , à condition de connaître la section efficace totale σ_{tot} . Si on ne peut pas atteindre la région de Coulomb qui permettrait d'accéder à la fois à \mathcal{L} et à σ_{tot} , on pourrait envisager utiliser la mesure de σ_{tot} fournie par TOTEM pour évaluer la luminosité dans ATLAS à l'aide de (2.14).

Réciproquement, on pourrait également utiliser (2.14) pour évaluer la section efficace totale σ_{tot} en utilisant la luminosité fournie par le LHC. Le terme quadratique dans (2.14) fait qu'on obtiendra toujours une précision sur σ_{tot} deux fois meilleure que celle obtenue sur la luminosité du LHC (voir section § 1.4.2).

Avant d'expliquer comment la mesure de la diffusion élastique sera réalisée par le sous-détecteur ALFA auprès d'ATLAS, nous allons introduire quelques notions d'optique

du faisceau afin de faciliter la compréhension des modifications qu'impose la mesure sur l'optique du LHC.

2.2 Optique du faisceau

2.2.1 Formalisme des matrices de transfert

Les particules du LHC suivent une orbite d'équilibre autour de laquelle elles oscillent lorsqu'elles se déplacent le long de l'anneau, de la même manière que des billes circulant le long d'une gouttière remontent parfois le haut des parois mais sont toujours ramenées vers le fond. En d'autres termes, la suite des aimants quadrupolaires qui focalisent le faisceau est équivalente à un potentiel moyen transverse harmonique. L'amplitude des oscillations (appelées *bétatroniques*) est déterminée par les propriétés de focalisation des aimants le long de l'anneau. La trajectoire des particules est décrite par l'équation de Hill [39] :

$$\frac{d^2u}{ds^2} + K(s)u = 0 \quad (2.15)$$

où u représente le déplacement de la particule dans un plan transverse (x dans la direction horizontale et y dans la direction verticale), s représente la position longitudinale le long de l'anneau, et $K(s)$ est la force magnétique de rappel subie par la particule.

Le formalisme des matrices de transfert est utile pour déduire la coordonnée $u(s)$ et l'angle $u'(s)$ de la particule solutions de l'équation (2.15) à une position s donnée à partir des coordonnées initiales $u(s_0)$ et $u'(s_0)$. La matrice M est la matrice associée aux éléments de l'optique présent entre s_0 et s . On peut alors écrire :

$$\begin{pmatrix} u(s) \\ u'(s) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} u(s_0) \\ u'(s_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(s_0) \\ u'(s_0) \end{pmatrix}$$

L'expression de la matrice de transfert M dépend du type d'élément. Nous en distinguerons trois, tous de longueur l , en fonction de la valeur K de la force du champ magnétique :

- $K > 0$, quadrupole focalisant
- $K < 0$, quadrupole défocalisant
- $K = 0$ portion libre, aussi appelée *drift*

Dans ces trois cas, les matrices de transfert M s'expriment comme suit, avec $\phi = \sqrt{|K|}l$:

$$\begin{aligned} K > 0 \quad M &= \begin{pmatrix} \cos \phi & 1/\sqrt{K} \sin \phi \\ -\sqrt{K} \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \\ K = 0 \quad M &= \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ K < 0 \quad M &= \begin{pmatrix} \cosh \phi & 1/\sqrt{-K} \sinh \phi \\ \sqrt{-K} \sinh \phi & \cosh \phi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.16)$$

La représentation matricielle d'une partie de l'anneau, c'est-à-dire d'un enchaînement de quadrupoles (focalisants et défocalisants) et de *drifts*, est décrite par le produit de leurs matrices de transfert respectives.

La trajectoire d'une particule est obtenue par analogie avec la solution de l'oscillateur harmonique :

$$u(s) = \sqrt{\epsilon \beta(s)} \cos(\mu(s) + \lambda) \quad (2.17)$$

où ϵ est une constante de la trajectoire appelée *émittance* que nous expliquerons dans la suite, $\beta(s)$ est la fonction d'oscillation bétatronique et $\mu(s)$ est la phase relative de la particule définie par :

$$\mu(s) = \int_{s_0}^s \frac{1}{\beta(s')} ds' \quad (2.18)$$

L'angle de la particule par rapport à l'axe longitudinal du faisceau est obtenu par différentiation de l'équation (2.17) :

$$u'(s) = -\sqrt{\frac{\epsilon}{\beta(s)}} [\alpha(s) \cos(\mu(s) + \lambda) + \sin(\mu(s) + \lambda)] \quad (2.19)$$

avec :

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2} \frac{d\beta}{ds}(s) \quad (2.20)$$

Nous pouvons alors exprimer la matrice de transfert M entre l'origine s_0 et s en fonction des valeurs de β , μ et α , appelées aussi *fonctions de Twiss* [39] :

$$M(s_0 \rightarrow s) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

avec :

$$\begin{aligned} M_{11} &= \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta(s_0)}} (\cos \Delta\mu + \alpha(s_0) \sin \Delta\mu) \\ M_{12} &= \sqrt{\beta(s)\beta(s_0)} \sin \Delta\mu \\ M_{21} &= \frac{((\alpha(s) - \alpha(s_0)) \cos \Delta\mu - (1 + \alpha(s)\alpha(s_0)) \sin \Delta\mu)}{\sqrt{\beta(s)\beta(s_0)}} \\ M_{22} &= \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta(s_0)}} (\cos \Delta\mu - \alpha(s) \sin \Delta\mu) \end{aligned} \quad (2.22)$$

où $\Delta\mu = \mu(s) - \mu(s_0)$ représente la différence de phase entre s_0 et s .

Cette expression de la matrice de transfert M néglige l'influence de la dispersion. La dispersion est introduite par les dipôles et résulte de la différence du moment de la particule par rapport au moment nominal. Si la particule a un moment inférieur (resp. supérieur) au moment nominal, la trajectoire sera plus (resp. moins) courbée. Nous verrons

par la suite pourquoi elle peut être négligée dans le cadre de la mesure de la diffusion élastique à petits angles.

L'expression (2.22) de la matrice de transfert permet de déterminer la position et l'angle d'une particule à n'importe quelle position longitudinale de l'accélérateur grâce à la connaissance des fonctions Twiss et des conditions initiales :

$$\begin{aligned}
 u(s) &= \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta(s_0)}} (\cos(\Delta\mu) + \alpha(s_0) \sin(\Delta\mu)) u(s_0) \\
 &\quad + \sqrt{\beta(s) \beta(s_0)} \sin(\Delta\mu) u'(s_0) \\
 u'(s) &= \frac{((\alpha(s) - \alpha(s_0)) \cos(\Delta\mu) - (1 + \alpha(s) \alpha(s_0)) \sin(\Delta\mu))}{\sqrt{\beta(s) \beta(s_0)}} u(s_0) \\
 &\quad + \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta(s_0)}} [\cos(\Delta\mu) - \alpha(s) \sin(\Delta\mu)] u'(s_0)
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

2.2.2 Les paramètres du faisceau

Si on introduit dans l'équation de Hill (2.15) les solutions de $u(s)$ et $u'(s)$ avec les paramétrisations établies en (2.17) et (2.19), nous pouvons relier les paramètres u et u' et traduire le fait qu'à une position donnée de l'anneau, les particules n'ont pas les mêmes coordonnées dans l'espace des phase à chaque passage. L'ensemble des positions occupées par une particule dans l'espace des phase (u, u') décrit une ellipse dont l'équation est donnée par la formule suivante :

$$\gamma(s) u^2(s) + 2 \alpha(s) u(s) u'(s) + \beta(s) u'^2(s) = \epsilon(s) \tag{2.24}$$

avec :

$$\gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)}$$

Pour des phénomènes non radiatifs, le théorème de Liouville dit que l'émittance $\epsilon(s)$ est une constante du mouvement. Si la forme de l'ellipse n'est pas la même à différentes positions dans l'anneau, son aire ($= \pi\epsilon$) se conserve, c'est à dire $\forall s, \epsilon(s) = \epsilon$. Cependant, ce n'est pas l'émittance d'une seule particule que l'on utilise mais celle de l'ensemble des particules circulant dans l'accélérateur. Par convention sa valeur est fixée à l'aire de l'ellipse contenant 68 % des particules. La projection de cette ellipse sur l'axe des abscisses représente le profil du faisceau (voir figure 2.6). L'émittance du faisceau est définie en unité de largeur du faisceau σ_u , la déviation standard de la distribution gaussienne du profil du faisceau :

$$\epsilon = \frac{\sigma_u^2(s)}{\beta(s)} \tag{2.25}$$

On sera amené par la suite à utiliser plutôt la notion d'émittance normalisée ϵ_N se définissant comme :

$$\epsilon = \frac{\epsilon_N}{\gamma}$$

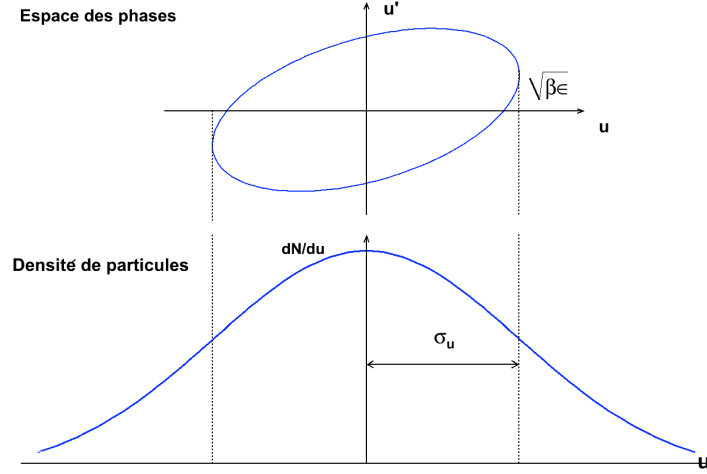


FIGURE 2.6: Représentation des projections des coordonnées de l'ellipse dans l'espace des phases afin d'obtenir les dimensions transverses du faisceau ainsi que sa divergence angulaire.

où γ représente le facteur de Lorentz.

L'expression (2.25) permet de déduire la largeur du faisceau en un point de coordonnée longitudinale s :

$$\sigma_u(s) = \sqrt{\epsilon \beta(s)} \quad (2.26)$$

De la même manière on peut en déduire la divergence angulaire σ'_u du faisceau :

$$\sigma'_u(s) = \sqrt{\epsilon \gamma(s)} = \sqrt{\epsilon \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)}} \quad (2.27)$$

Au point d'interaction la fonction bêatronique est extrémale, donc sa dérivée est nulle i.e. $\alpha(s=0) = 0$. La divergence angulaire peut donc se réécrire comme :

$$\sigma'_u(s=0) = \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta(s=0)}} \quad (2.28)$$

2.3 Exigences liées à la méthode utilisée

Afin d'atteindre la région d'interférence, il est nécessaire de mesurer des protons déviés avec des angles de diffusion de l'ordre du micro-radian. Cela impose des conditions sur l'optique utilisée. On pourra distinguer deux types d'exigences : les premières permettent de préparer le faisceau en amont du point d'interaction pour le mettre dans des conditions optimales afin de favoriser un signal clair et propre, les secondes servent à rendre la mesure possible.

De manière générale, les fonctions de Twiss données au point d'interaction seront notées avec un astérisque.

2.3.1 Présentation des contraintes expérimentales

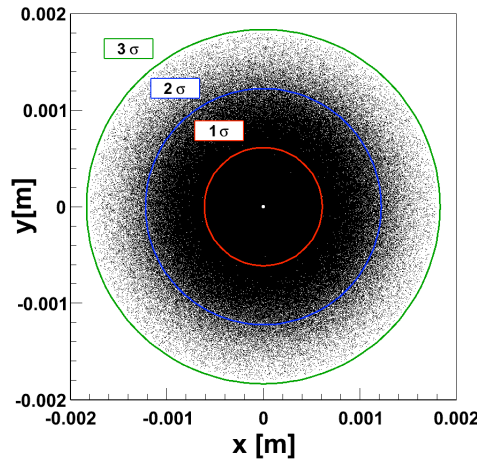


FIGURE 2.7: Figure de diffusion élastique à 7 TeV à l'entrée du triplet de focalisation finale ($s = 23$ m). Les protons diffusés ne sont pas encore assez séparés du cœur du faisceau (dont la taille en unité de σ est représentée par les cercles de couleurs) pour pouvoir être détectés.

La figure 2.7 représente la figure de diffusion élastique à l'entrée du triplet de focalisation finale, c'est-à-dire à 23 m du point d'interaction. On constate que l'intégralité des protons diffusés est contenu dans le contour à trois σ en unité de taille du faisceau. Or on ne peut approcher des détecteurs aussi près du faisceau. La limite inférieure est fixée par l'ouverture des collimateurs tertiaires qui est à 10σ . Les détecteurs ne peuvent en aucune façon être approchés à une distance inférieure à l'ouverture des collimateurs, au risque de servir de collimateur eux-mêmes ! Il faut donc intercepter les protons diffusés au delà des triplets de focalisation finale, avec un détecteur inséré dans la séquence des éléments magnétiques du LHC.

La région d'interférence se caractérise par l'égalité des contributions nucléaire et de Coulomb. De cette égalité nous pouvons en extraire la valeur de quadrimoment t associé :

$$-t \approx \frac{8\pi (\hbar c)^2 \alpha}{\sigma_{tot}} \approx 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2 \quad (2.29)$$

avec $\sigma_{tot} = 100$ mb et en faisant les approximations suivantes : $G(t) \approx 1$ et $\sqrt{1 + \rho} \approx 1$. Cette valeur de quadrimoment correspond à 7 TeV à un angle de diffusion de $3.5 \mu\text{rad}$. Il faut par conséquent que la divergence angulaire au point d'interaction σ'^* soit négligeable par rapport à cette valeur. Or, avec l'optique nominale du LHC ($\epsilon_N = 3.75 \mu\text{m rad}$ et $\beta^* = 0.55$ m), la divergence angulaire est de $30 \mu\text{rad}$ [1].

Cela veut dire que l'optique nominale du LHC ne peut être utilisée pour réaliser cette mesure. Il faut en concevoir une dédiée à la mesure du spectre de diffusion élastique.

2.3.2 Solutions trouvées

La technique des pots romains

Intercepter des particules avec un détecteur inséré dans la séquence d'un accélérateur a déjà été fait par le passé. Un groupe de l'université de Rome a mis au point dans les années 1970 un détecteur capable d'approcher le cœur du faisceau pour étudier l'évolution de la section efficace totale en fonction de l'énergie du faisceau aux ISR [40]. Cet ensemble par la suite appelé *pot romain*, vient se fixer directement sur le tube à vide de l'accélérateur. Le pot dans lequel vient s'insérer la partie de détection à proprement parler, est en contact direct avec le vide de l'accélérateur. Un système de soufflets permet de compenser la force attractive exercée par le vide. Un système de moteurs pas à pas assure le mouvement du pot. Ce type de détecteurs a depuis été largement utilisé sur différentes expériences auprès de collisionneurs, par exemple UA4 au CERN [37, 41], CDF et DØ au Tevatron [42, 43], *PP2PP* sur RHIC [44] et H1 sur HERA [45].

C'est donc tout naturellement qu'ALFA a choisi des pots romains pour réaliser la mesure de la section efficace totale et de la luminosité absolue. Leurs caractéristiques seront détaillées au chapitre 4.

Une optique nominale modifiée

Comme nous l'avons vu précédemment, l'optique de collision ne peut être utilisée pour réaliser la mesure du spectre de diffusion élastique. Il faut la modifier en respectant les contraintes fixées par l'accélérateur et celles liées à la mesure. Cela comprend l'optimisation des paramètres optiques au point d'interaction ainsi que de la ligne de faisceau entre le point d'interaction et les détecteurs.

Optimisation des paramètres optiques au point d'interaction Il faut dans un premier temps modifier les paramètres optiques afin de réduire la divergence angulaire au point d'interaction. L'expression (2.28) montre que la divergence angulaire la plus faible sera obtenue en minimisant l'émittance tout en maximisant la valeur de la fonction β au point d'interaction.

L'émittance dépend principalement de la dispersion en moment des particules au sein du faisceau et de sa dimension transverse. Il faut donc que dès les différents étages d'accélération successifs précédant le LHC, l'émittance soit minimisée. Les zones d'extraction et d'injection sont parmi les plus sensibles et sont souvent responsable de l'augmentation de l'émittance. Entre le SPS et le LHC, des "*scrappers*" rapides servent à nettoyer le halo du faisceau à $3-3.5 \sigma$. On peut aussi utiliser les collimateurs du LHC pour effectuer la même opération et ainsi réduire l'émittance. Cette méthode est malheureusement limitée et ne pourra sans doute pas être utilisée pour obtenir une émittance normalisée inférieure à quelques $\mu\text{m rad}$.

Les périodes dites de *développement machine* ont montré qu'on pouvait atteindre dans le SPS des émittances normalisées de $0.9 \mu\text{m rad}$ dans la dimension horizontale et $1.1 \mu\text{m}$

rad dans la direction verticale avec $7 \cdot 10^{10}$ protons par paquet, et en deçà lorsque la charge des paquets est réduite par rapport au cas nominal [46]. On verra plus tard qu'une population de 10^{10} protons par paquet est prévue pour la mesure de la luminosité absolue à l'aide des pots romains. Cela semble donc faisable d'atteindre une émittance normalisée de $1 \mu\text{m rad}$ dans les deux plans transverses.

Une émittance normalisée de $1 \mu\text{m rad}$ permet déjà de diviser d'un facteur deux ($\approx 15.6 \mu\text{rad}$) la divergence angulaire au point d'interaction, mais elle reste quand même supérieure aux plus petits angles que l'on souhaite mesurer ($3.5 \mu\text{rad}$).

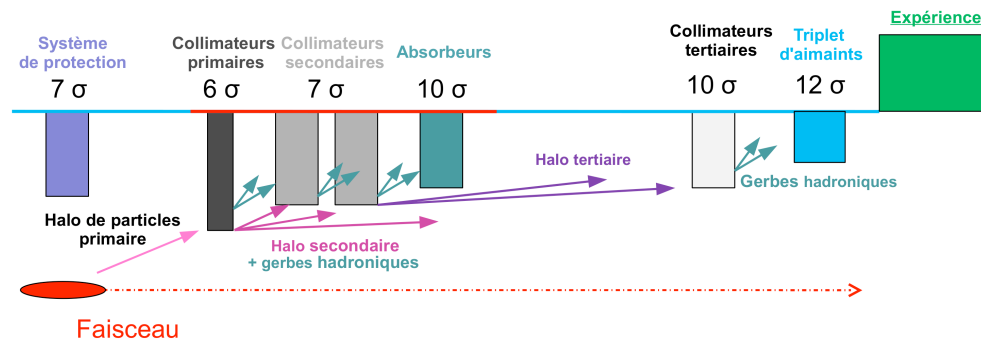


FIGURE 2.8: Schéma expliquant le principe de la collimation du LHC. Les collimateurs secondaires (resp. tertiaires) permettent de stopper une partie du halo de particules généré par les collimateurs primaires (resp. secondaires). Les réglages indiqués en terme de distance en unité de largeur du faisceau sont ceux du système *betatron cleaning*.

Il faut aussi considérer le fait que les collimateurs perturbent l'impédance de la machine. Le système de collimation du LHC est constitué de trois étages de collimateurs, les étages supérieurs servant à stopper le halo produit par la diffraction des particules par l'étage inférieur (voir figure 2.8). Ces collimateurs sont constitués de matériaux légers pour ne pas être détruits lors d'une perte accidentelle de faisceau. Mais un Z léger a pour conséquence d'augmenter l'impédance de la machine. Cela entraîne ce que l'on appelle des *resistive wall instabilities* qui peuvent causer à terme la perte du faisceau. On ne peut donc pas appliquer de réglages trop "serrés" au système de collimation. En l'occurrence si les collimateurs primaires sont ouverts à 6σ en unité de dimension du faisceau et que l'on a 10^{10} protons par paquet, ces effets ne nous permettent pas de descendre en deçà de $\epsilon_N = 1.5 \mu\text{m rad}$. Ces effets étant encore assez mal connus, nous considérerons néanmoins par la suite qu'une émittance normalisée de $1 \mu\text{m rad}$ est atteignable au LHC. Il faudra pour cela que les collimateurs primaires soient ouverts à environ $10\text{--}12\sigma$.

Toujours dans l'objectif de réduire l'émittance, il est prévu de limiter le nombre de paquets circulants dans le LHC ainsi que leur charge. La charge passerait de $1.15 \cdot 10^{11}$ protons/paquet à 10^{10} et le nombre de paquets de 2808 à 43. Ce nombre de paquets n'est pas le fruit du hasard, il permet à la fois de fonctionner sans angle de croisement, ce

qui facilite la mesure¹, et convient parfaitement au schéma d'injection du PS. Les deux paramètres précédents ajoutés à l'augmentation de la taille du faisceau impliquent que la mesure s'effectuera à une luminosité instantanée d'environ $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cela ne constitue en aucun cas un problème pour accumuler assez de statistique, la section efficace de diffusion élastique étant très grande par rapport aux processus généralement étudiés au LHC. Une semaine de prise de données permettra d'accumuler environ 10^6 événements élastiques.

L'extrapolation entre la calibration de LUCID effectuée à basse luminosité et les données d'ATLAS prises à haute luminosité est expliquée dans l'annexe A.

La valeur minimale de la fonction β^* avec une émittance normalisée de $1 \mu\text{m rad}$ pour laquelle la divergence angulaire au point d'interaction vaut 10 % de l'angle typique à mesurer est :

$$\beta_{min}^* = \frac{\epsilon}{\sigma^{t*2}} = \frac{1 \mu\text{m rad}/7461}{0.35 \mu\text{rad}^2} = 1095 \text{ m} \quad (2.30)$$

Cependant nous allons voir dans le paragraphe suivant que la valeur du β^* n'est pas uniquement fixée par la minimisation de la divergence angulaire au point d'interaction.

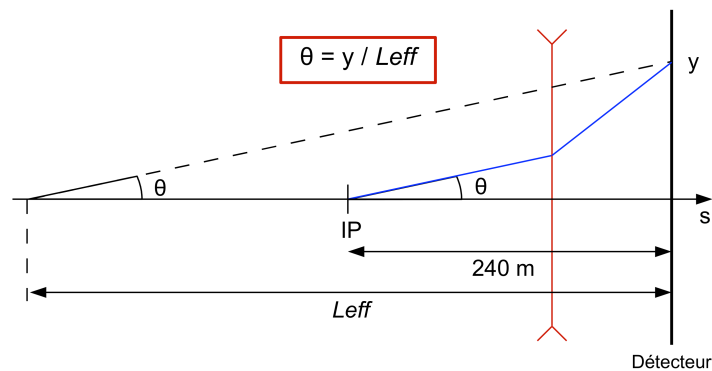


FIGURE 2.9: Le principe de l'optique *parallel to point focusing* établie dans le plan vertical est que les particules diffusées avec un même angle vertical θ_y au point d'interaction sont focalisées à la même position y dans le détecteur. L_{eff} , aussi appelé *bras de levier*, représente la distance focale effective du système magnétique.

Mise en place d'une optique dédiée entre le point d'interaction et les détecteurs insérés dans la séquence du LHC Lorsque l'on utilise des pots romains insérés dans la séquence de l'accélérateur, la manière la plus simple de réaliser une mesure d'angle est d'utiliser une optique dite *parallel to point focusing* entre le point d'interaction et le détecteur. Le principe de cette optique est schématisé sur la figure 2.9. Dans cette optique, la différence de phase entre le point d'interaction et les détecteurs notée $\Delta\mu$ est de 90° dans au moins un des deux plans transverses. Pour ALFA, c'est la direction verticale qui a été choisie car les détecteurs ne peuvent être installés facilement dans le plan horizontal à cause de

1. Uniquement deux paquets dans la zone d'interaction, pas de modifications supplémentaires de l'optique pour annihiler l'effet de l'angle de croisement.

la proximité des deux chambres à vide du faisceau séparées de 198 mm. Si on reprend l'expression (2.23) et que l'on tient compte du fait que $\Delta\mu = 90^\circ$ et que $\alpha(s=0) = 0$, on obtient l'expression de la position verticale en fonction des valeurs des fonctions Twiss et des coordonnées au point d'interaction :

$$\begin{aligned} u_{RP} &= \sqrt{\frac{\beta_{RP}}{\beta^*}} (\cos(\Delta\mu) + \alpha^* \sin(\Delta\mu)) u^* + \sqrt{\beta_{RP}\beta^*} \sin(\Delta\mu) u'^* \\ &= \sqrt{\beta_{RP}\beta^*} u'^* \end{aligned} \quad (2.31)$$

On constate alors que l'on a perdu la dépendance avec la position verticale du vertex. La position verticale de la particule dans les détecteurs est donc directement proportionnelle à l'angle de diffusion élastique au point d'interaction.

Prenons le cas d'une particule uniquement diffusée dans le plan vertical d'un angle θ_y^* . L'expression (2.31) nous permet de déduire l'expression de la valeur de la position verticale y_{RP} de la particule dans le détecteur :

$$y_{RP} = \sqrt{\beta_{RP}\beta^*} \theta_y^* \quad (2.32)$$

On peut en déduire la valeur de quadrimoment échangé au point d'interaction grâce à (2.1) :

$$-t = (p \theta_y^*)^2 = \frac{p^2 y_{RP}^2}{\beta_{RP} \beta^*} \quad (2.33)$$

En utilisant (2.26), on peut écrire y_{RP} en unité de largeur de faisceau :

$$y_{RP} = n \sigma_{RP} = n \sqrt{\epsilon \beta_{RP}} \quad (2.34)$$

où le nombre n , sans dimension, représente la distance par rapport au centre du faisceau en unité de largeur du faisceau. On peut alors écrire le quadrimoment t comme suit :

$$-t = p^2 n^2 \frac{\epsilon}{\beta^*} \quad (2.35)$$

L'équation (2.35) permet de déduire quelle est la valeur de β^* qui permet avec un n donné d'atteindre la valeur de quadrimoment minimale définie en (2.29). Donc si l'on considère une émittance normalisée $\epsilon_N = 1 \mu\text{m rad}$ et une distance d'approche de $n = 15$ en unité de largeur du faisceau, on obtient :

$$\beta_{min}^* = p^2 n^2 \frac{\epsilon}{-t_{min}} = 7000^2 15^2 \frac{1 \cdot 10^{-6}/7461}{6.5 \cdot 10^{-4}} = 2273 \text{ m}$$

Voilà la deuxième condition qui fixe la valeur minimale de β^* en plus de la minimisation de la divergence angulaire (2.30) au point d'interaction. Seulement cette formule n'est valable que si la valeur minimale d'approche n est uniquement limitée par le halo du faisceau. Si le faisceau se révèle être particulièrement instable, chose que l'on peut pas encore vraiment prédire, on peut être également sensible à ses fluctuations autour de l'orbite nominale. Dans ce cas, la limitation peut ne plus dépendre de la taille du faisceau mais uniquement de l'amplitude de ces instabilités. La distance minimale sera alors fixe,

de l'ordre du millimètre, et comme on conserve le fait que $t_{min} \propto 1/(\beta_{RP} \beta^*)$, il ne faut pas que le β_{RP} soit trop faible. En imaginant que la distance minimale d'approche soit fixée à 1.5 mm, que $\beta^* = 2300$ m alors la formule (2.33) permet de montrer que β_{RP} doit être supérieur à 70 m pour que l'on puisse atteindre $-t_{min} = 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$. Pour résumer les conditions imposées à l'optique sont :

- pour la divergence angulaire au point d'interaction :
 $\epsilon \leq 1 \text{ } \mu\text{m rad}$
 $\beta^* \geq 1100 \text{ m}$
- pour avoir le *parallel to point focusing* :
 $\Delta\mu_y = 90^\circ$
 $\alpha^* \approx 0$
- pour atteindre la région d'interférence :
 $\beta^* \geq 2300 \text{ m}$
 $\beta_{RP} \geq 70 \text{ m}$

Lorsque ATLAS a décidé de réaliser la mesure de la luminosité absolue avec les détecteurs ALFA, la séquence de l'accélérateur était figée, les éléments magnétiques du LHC ne pouvaient plus être déplacés. Le défi était donc de mettre en place l'optique à fort β^* et le *parallel to point focusing* avec les conditions aux limites que cela impose en ayant la contrainte de ne pas pouvoir choisir la position des détecteurs dans l'accélérateur. Des études préliminaires ont montré qu'il fallait utiliser deux stations de détection distinctes et séparées de quelques mètres pour maximiser l'acceptance et minimiser le bruit de fond irréductible.

Une première optique a été développée au CERN entre 1999 et 2002 [47, 48]. La solution retenue est de placer les deux stations de part et d'autres *dump resistor boxes* ou DQR² situées entre les quadrupoles Q6 et Q7 à 240 m du point d'interaction (voir figure 2.10). La seule modification à apporter par rapport au fonctionnement nominal du LHC est l'inversion de polarité du quadrupole Q4.

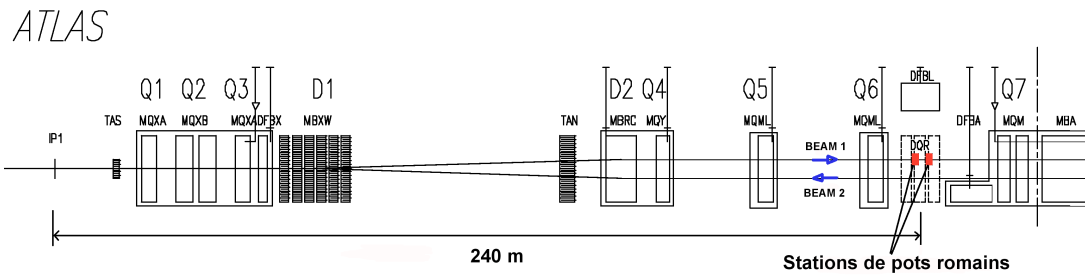


FIGURE 2.10: Position des deux stations de pots romains installées sur la partie avant du faisceau 1 à 240 m du point d'interaction.

L'optique a été modifiée par la suite afin de prendre en compte les nouvelles tolérances des quadrupoles [49]. Dans la simulation, l'approximation consistant à dire que les

2. En cas de quench, l'énergie emmagasinée dans les dipôles est dissipée dans des résistances appelées DQR.

faisceaux 1 et 2 sont parfaitement symétriques a été abandonnée. La figure 2.11 présente l'évolution des fonctions Twiss entre $s = 0$ et 300 m, c'est-à-dire du point d'interaction jusqu'en deçà des pots romains symbolisés par un trait noir vertical épais.

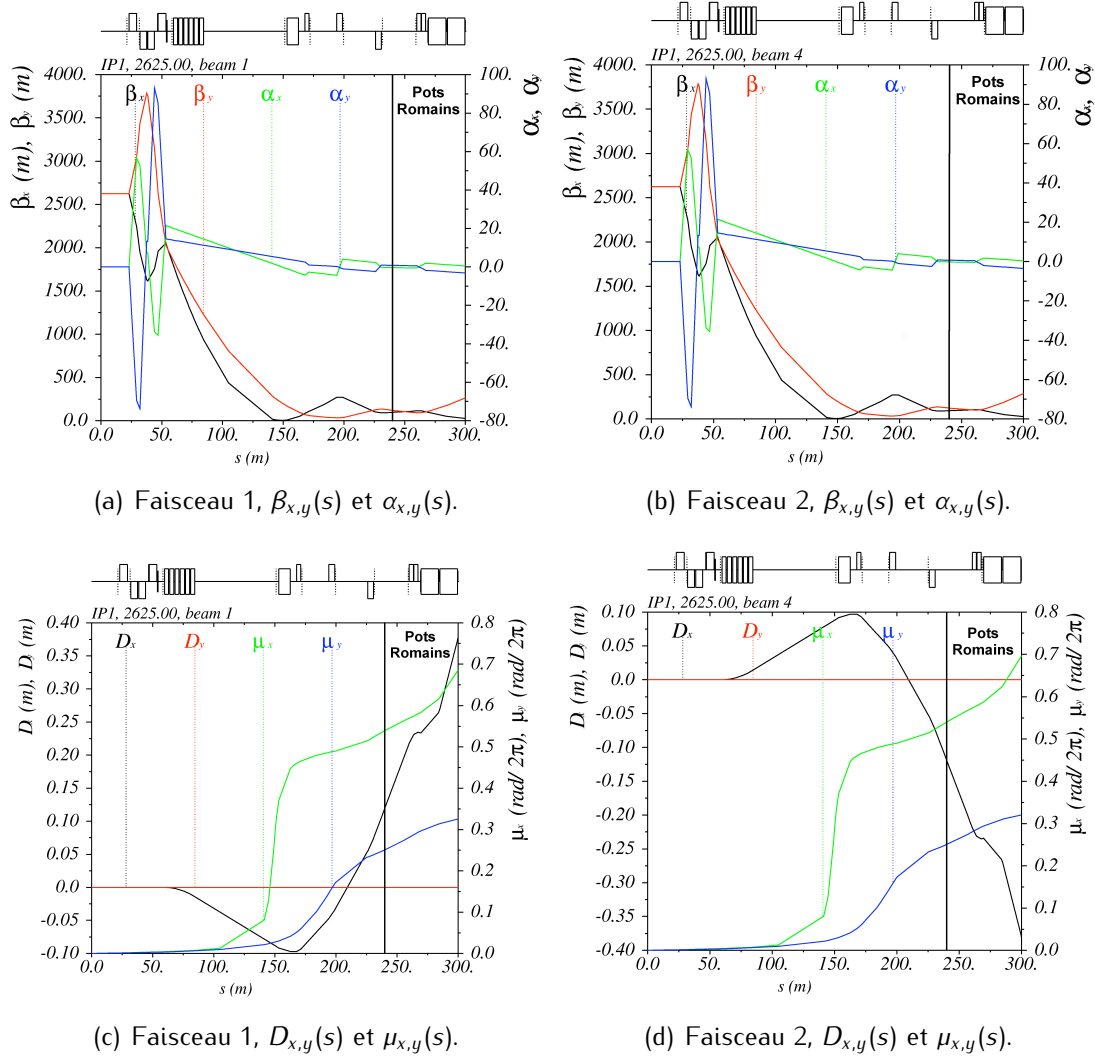


FIGURE 2.11: Fonctions twiss obtenues après ajustement des forces des quadrupoles. Les conditions aux limites sont : $\beta_{x,y}^* = 2625$ m, $\alpha^* = 0$ et $\Delta\mu = 90^\circ$.

La table 2.1 présente les valeurs des différents paramètres optiques pour l'optique de collision dite *faible* β^* et l'optique *fort* β^* utile à la mesure de la luminosité absolue.

Précision requise sur les paramètres du faisceau pour l'optique fort- β^*

Les précisions requises pour les différents paramètres de l'optique fort- β^* sont résumées dans la table 2.2. Ces précisions devraient être atteintes si le temps nécessaire pour optimiser l'optique et réaliser les différentes mesures nous est accordé. La principale

		Optique faible β^*	Optique fort β^*
Fréquence	kHz	11.245	11.245
Nombre de paquets		2808	43
Charge par paquet	10^{10}	11.5	1.0
β_x^*, β_y^*	m	0.55	2625
σ_x^*, σ_y^*	μm	16.7	612
σ_s	cm	7.55	7.55
émittance normalisée	$\mu\text{m rad}$	3.75	1.0
Angle de croisement	μrad	285	0
Divergence	μrad	30.23	0.233
β_{xRP}	m	36 – 53	81 – 87
β_{yRP}	m	371 – 311	127 – 113
σ_{xRP}	μm	134 – 163	108 – 127
σ_{yRP}	μm	432 – 395	135 – 113

TABLE 2.1: Principaux paramètres du LHC en mode de fonctionnement normal (*optique faible β^**) et en mode de fonctionnement pour la mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale (*optique fort β^**). Les valeurs différentes des paramètres au niveau des pots romains correspondent aux valeurs au niveau des deux détecteurs situés sur la même ligne d'extraction à 4 m l'un de l'autre.

difficulté vient de la précision sur la mesure de l'angle de croisement entre les deux faisceaux. Pour le fonctionnement nominal du LHC, des détecteurs *strip line* sont installés dans les quadrupoles Q1 à 23 m du point d'interaction. Ils permettent une précision sur la séparation entre les deux faisceaux de 50 μm , soit 1.7 μrad . Cependant une nouvelle instrumentation a été développée au CERN (groupe AB) afin de descendre la résolution de 50 à 10 μm et sera testée au printemps 2010. Elle nécessite une séparation entre les paquets très largement supérieure à 25 ns, ce qui est notre cas. Cela permettrait alors d'obtenir une précision de 0.35 μrad sur l'angle de croisement.

	Valeur	Précision
Fonction β au point focal (β^*)	2630 m	$\pm 1\%$
Divergence angulaire au point d'interaction	0.233 μrad	$\pm 10\%$
Angle de croisement au point d'interaction	0 μrad	$\pm 0.2 \mu\text{rad}$
Fonction β au niveau des détecteurs	81-127 m	$\pm 2\%$
Avance de phase verticale au niveau des détecteurs	90°	$\pm 0.5^\circ$

TABLE 2.2: Précision requise pour la connaissance des principaux paramètres de l'optique fort- β^* .

2.3.3 Reconstruction du spectre de diffusion élastique

Un événement élastique a une topologie *back to back*. On attend donc à observer un signal dans les stations opposées par symétrie centrale, le centre étant le point d'interaction. Afin de réduire le bruit de fond, les données des stations droite et gauche sont

comparées. Dans le cas où le système de déclenchement a permis d'identifier un événement élastique, les positions transverses reconstruites sont combinées pour calculer l'angle de diffusion élastique au point d'interaction :

$$u_G - u_D = 2\sqrt{\beta_{RP}\beta^*} \sin(\Delta\mu) u'^* \quad (2.36)$$

donc :

$$u'^* = \frac{u_G - u_D}{2 L_{eff,u}}, \quad \text{avec } L_{eff,u} = \sqrt{\beta_{RP}\beta^*} \sin \Delta\mu \quad (2.37)$$

Cette expression permet aussi de compenser le fait que l'ajustement des forces des quadrupoles n'étant pas parfait, l'équation (2.31) ne peut être utilisée. Il faut repasser par les expressions complètes définies en (2.23). Et c'est le fait que le vertex de la collision est le même pour les protons diffusés à gauche et à droite ($u_G^* = u_D^*$) qui nous permet à nouveau de négliger les effets dus à un *matching* imparfait.

Nous utiliserons l'expression (2.37) pour reconstruire l'angle de diffusion élastique au point d'interaction et donc le quadrimoment échangé. Cela nous permettra de reconstruire le spectre de diffusion élastique enregistré dans les détecteurs. Cependant ce spectre n'est pas exactement celui généré au point d'interaction, il faut prendre en compte l'*acceptance* des détecteurs.

Les pots romains permettent d'approcher le faisceau par le haut et le bas pour détecter les protons diffusés. Mais la distance d'approche est limitée et certaines particules passeront entre les deux détecteurs. Ces événements sont perdus et afin de corriger le spectre enregistré il faut en connaître la distribution en fonction de la valeur de quadrimoment échangé. Mais ce ne sont pas les seules pertes. Les protons ayant échangé un grand quadrimoment au point d'interaction, donc étant diffusés avec un "grand" angle, peuvent être perdus durant leur trajet jusqu'aux détecteurs.

La première correction peut être obtenue avec des considérations uniquement géométriques alors que la deuxième nécessite de simuler le transport de tous les protons diffusés au point d'interaction. Cette simulation est détaillée dans le chapitre suivant.

2.3.4 Le bruit de fond lié à la mesure

Étant donné la topologie *back-to-back* des événements élastiques, nous définirons comme bruit de fond tout événement pouvant provoquer le déclenchement simultané des détecteurs opposés par symétrie centrale par rapport au point d'interaction. Seront donc considérés deux sources de bruit de fond : les interactions non-élastiques pouvant provoquer un signal équivalent à la signature élastique et les coïncidences accidentelles des particules du halo. Cette partie est basée sur le travail effectué par Hasko Stenzel pour le TDR [46, 50]. Cependant, l'étude du bruit de fond physique devra être répétée avec un logiciel adapté au transport des particules *off momentum* (voir § 3.2) et l'étude du bruit de fond machine devra être refaite avec les données qui seront extraites de la première mesure.

Le bruit de fond physique

Les événements de diffraction simple constituent la source la plus probable de bruit de fond physique. La diffraction double, les événements de minimum bias ou les processus profondément inélastiques sont exclus soit à cause de leur topologie soit par leur section efficace trop faible.

La section efficace des événements de diffraction simple $pp \rightarrow p + X$ donnée par PYTHIA est de 14.3 mb à comparer avec les 34.3 mb de section efficace effective élastique. Le proton diffusé a des propriétés cinématiques très proche d'un proton élastique et atteindra dans la plupart des cas les détecteurs de traces insérés dans les pots romains. Par contre, les particules générées par le proton dissocié diffractivement seront pour une grande partie perdues lors du transport entre le point d'interaction et les pots romains. Seule une petite fraction de ces particules auront les propriétés requises pour atteindre les détecteurs. Une simulation a montré que seulement 0.33 % des événements de diffraction simple laisse la signature d'un événement élastique dans les détecteurs. Cependant même si la configuration s'apparente bien à un événement élastique (coïncidence gauche-droite), les particules n'arrivent pas du tout à la même position transverse dans le détecteur. Dans ce cas, il suffit de reconstruire l'angle de diffraction sans combiner les stations droites et gauches et comparer les résultats. Si l'on effectue une coupure à $\Delta\theta < 5 \mu\text{rad}$ dans la direction horizontale et $\Delta\theta < 1 \mu\text{rad}$ dans la direction verticale, alors seulement $3 \cdot 10^{-3}$ % des événements de diffraction simple générés sont finalement acceptés.

Ce résultat montre que la contribution du bruit de fond physique est négligeable et ne devrait pas affecter la mesure.

Le bruit de fond machine

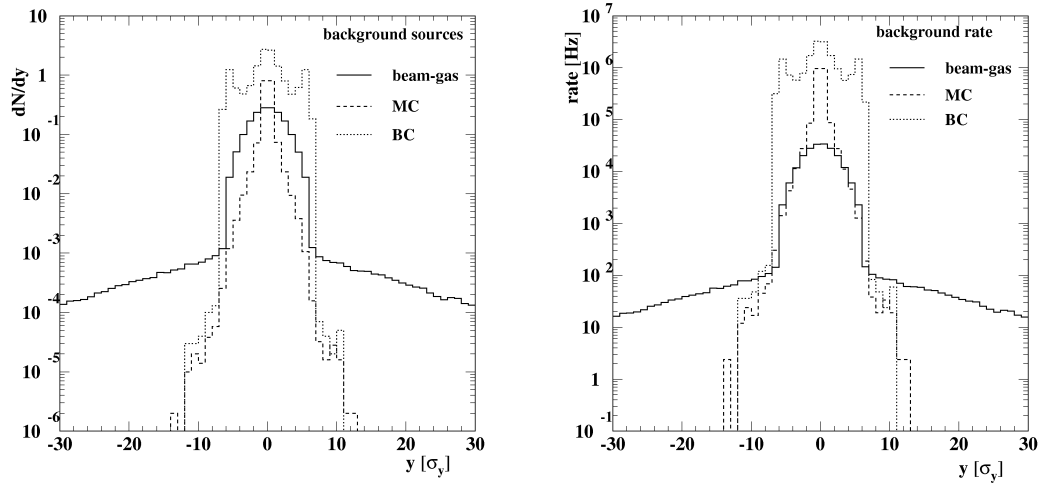
Toute particule du halo du faisceau s'écartant suffisamment du cœur du faisceau peut traverser les détecteurs. Cependant, pour constituer une source potentielle de bruit de fond, il faut que cela se produise simultanément dans les détecteurs situés de part et d'autre du point d'interaction.

Ces événements peuvent provenir d'interactions du faisceau avec le gaz résiduel de l'accélérateur et des particules ayant survécu soit au *betatron cleaning*, soit au *momentum cleaning*. Une simulation de ces différentes sources a été effectuée. Une meilleure description de tous ces bruits de fond est attendue avec les premières données du LHC. La figure 2.12 présente le taux de production des événements du halo en fonction de la distance par rapport au centre du faisceau exprimé en unité de taille transverse σ_y . On remarque alors qu'en plaçant les détecteurs au delà de $10 \sigma_y$ du centre du faisceau, les événements faisceau-gaz constituent la plus grande partie du bruit de fond.

On peut calculer le taux de coïncidences accidentelles comme suit :

$$T_{acc} = T_{unique}^2 \times \Delta t_{paquet} \quad (2.38)$$

où Δt_{paquet} est le temps séparant deux paquets, soit $2.021 \mu\text{s}$ pour 43 paquets circulant dans l'accélérateur. Grâce aux résultats de la simulation on trouve un taux d'événements



(a) Distribution des positions verticales des dif- (b) Taux des différents événements non simulta- férents événements de bruit de fond machine. nés de bruit fond machine.

FIGURE 2.12: Distribution verticale et taux des différentes sources bruits de fond lié au halo du faisceau en fonction de la position transverse verticale exprimée en unité de largeur du faisceau. Figure extraite de [46].

du halo avec coïncidence accidentelle d'environ 8.7 Hz à 11σ . Ce taux est obtenu en considérant toutes les configurations de coïncidences possibles, aucune coupure sur la topologie de l'événement n'est prise en compte. A titre de comparaison le taux d'événements élastique est de 27.8 Hz du signal élastique à $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

la figure 2.13 montre la distribution de la différence entre l'angle reconstruit par les stations gauches et celui reconstruit par les stations droites. On remarque que contrairement aux événements de diffraction simple, cette variable est beaucoup moins discriminante pour réduire le bruit de fond lié au halo. Après application de la coupure sur cette variable, 2.1 % de ces événements subsistent.

La figure 2.14 présente le spectre reconstruit à partir des événements de bruit du fond liés au halo. On constate que ce spectre est situé dans les petites valeurs de t et est donc préjudiciable pour la mesure. Il faut donc le soustraire. Pour ce faire, on fait l'hypothèse que la probabilité d'avoir un événement de bruit de fond symétrique par symétrie miroir est identique à la probabilité d'avoir un événement symétrique par symétrie centrale. Ainsi en l'absence de signal de diffusion élastique, on peut évaluer le premier taux pour en déduire le deuxième. La comparaison entre les deux spectres est présentée sur la figure 2.15. Ainsi on détermine le spectre lié au bruit de fond irréductible qui sera soustrait au spectre reconstruit après la mesure.

Ces différents résultats montrent l'importance d'acquérir une bonne connaissance du bruit de fond si on veut pouvoir le soustraire efficacement. Cependant, on pourra déduire de cette étude que le bruit de fond tel que l'on le connais actuellement n'aura pas une

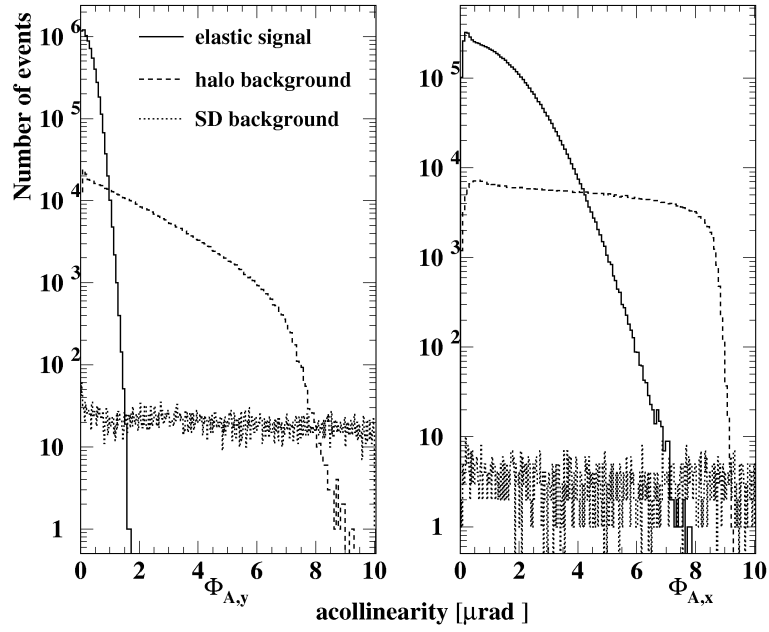


FIGURE 2.13: Distribution de la différence entre l'angle de diffusion reconstruit par les stations droites et les stations gauches. Figure extraite de [46].

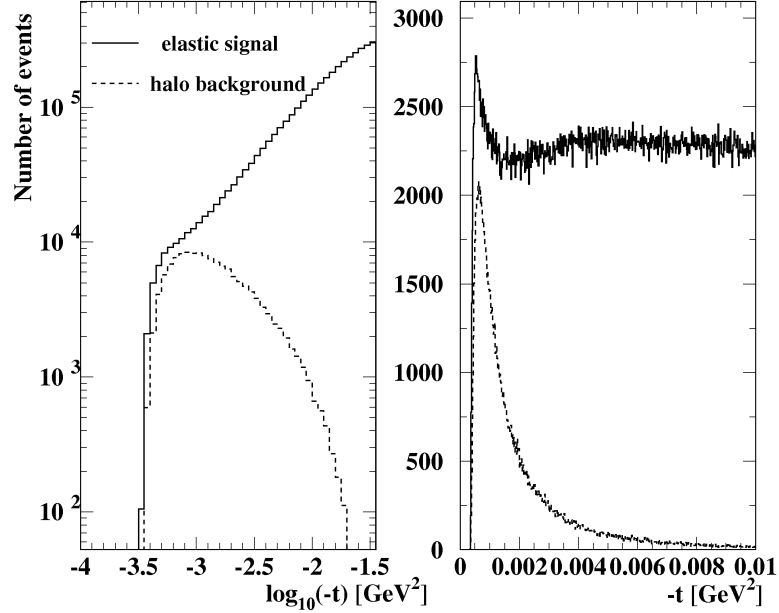


FIGURE 2.14: Comparaison du spectre élastique et du bruit de fond dans la région d'intérêt. Figure extraite de [46]

grande influence sur la mesure. L'incertitude systématique associée au bruit de fond a été

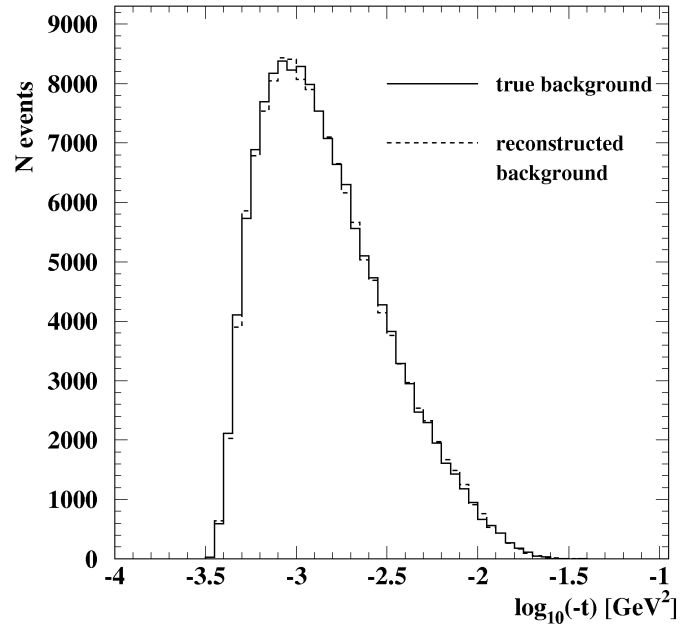


FIGURE 2.15: Comparaison entre le spectre du bruit de fond généré et le spectre obtenu en calculant la contribution du bruit de fond symétrique par symétrie miroir. Figure extraite de [46]

évaluée à $\pm 1.10\%$ [46].

Chapitre 3

Simulation de la mesure

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, il faut simuler le transport des particules du point d'interaction jusqu'aux pots romains pour calculer les corrections d'acceptance. Ce chapitre présente dans un premier temps les outils utilisés pour simuler les événements ALFA de la génération jusqu'à la reconstruction du spectre de diffusion élastique. Nous présenterons ensuite diverses études réalisées grâce à la simulation complète du processus.

La figure 3.1 présente le schéma de la simulation complète d'un événement de diffusion élastique :

- Génération des événements suivant les paramètres de la diffusion élastique (σ_{tot} , b et ρ) et les paramètres du faisceau ($\Delta E/E$, $\sigma_{x,y}$ et σ'^*)
- Transport des protons élastiques du point d'interaction jusqu'aux pots romains
- Reconstruction du spectre de diffusion élastique détecté

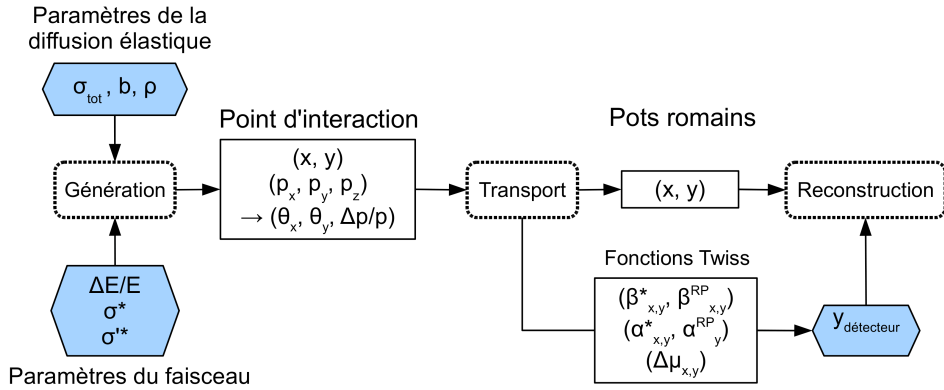


FIGURE 3.1: Schéma de la simulation complète d'un événement de diffusion élastique.

Les différentes étapes de la simulation sont détaillées dans les sections qui suivent. Sauf indication contraire, ce chapitre a été effectué en supposant une énergie de 7 TeV par faisceau.

3.1 Présentation des outils

3.1.1 La génération

La diffusion élastique à petits angles ne requiert pas la simulation de processus complexes. Pour la simuler, il nous suffit de tirer aléatoirement les événements suivant la loi de probabilité dictée par la section efficace différentielle élastique. Nous avons utilisé le générateur PYTHIA car c'est celui utilisé dans ATLAS par les différents groupes de physique.

A mon arrivée la version fortran 6.4 de PYTHIA [51] était utilisée. Le terme de Coulomb n'est pas pris en compte dans le cœur de cette version pour la simulation de la diffusion élastique. Par conséquent un module ad hoc était utilisé pour générer les événements suivant la section efficace différentielle élastique. De même la dispersion en énergie, la divergence angulaire et la largeur du faisceau n'étaient pas intégrées directement dans cette version. Ces trois paramètres propres au faisceau étaient également simulés dans un module à part.

La méthode employée pour le tirage aléatoire des événements utilisait la fonction *FUNLUX* de la bibliothèque *CERNLIB* [52] qui réalisait le tirage aléatoire à partir de la section efficace différentielle élastique. Cependant cette fonction ne donne pas un résultat satisfaisant lorsque la fonction à partir de laquelle le tirage aléatoire est réalisé présente un pic étroit. Dans notre cas, c'est la divergence de la fonction efficace différentielle élastique dans la région de Coulomb qui posait problème. La conséquence de ce mauvais fonctionnement était que la section efficace différentielle générée présentait des zones mortes pour les grandes valeurs de t . Même si ces zones se situaient dans la partie de la distribution où la probabilité est la plus faible, il fallait résoudre ce problème. Pour ce faire, j'ai utilisé une méthode qui consiste à générer un histogramme à une dimension à partir de la section efficace élastique et tirer aléatoirement les événements à partir de cette distribution. La fonction *HRNDM1* de la bibliothèque *CERNLIB* qui permet cela n'a pas les mêmes défauts que *FUNLUX*.

De même la divergence angulaire était appliquée après la génération de l'événement, c'est-à-dire sur les coordonnées finales. J'ai changé cela en l'appliquant sur les coordonnées initiales des particules.

Cela m'a permis de me familiariser avec le générateur et de réaliser mes premières études. Pour la suite j'ai utilisé la version 8.1 de PYTHIA qui intègre dans un code C++ tous les effets simulés à part avec la version 6.4.

Les paramètres utilisés pour la génération sont résumés dans la table 3.1. Pour la diffusion élastique, les valeurs de σ_{tot} et ρ sont prises en utilisant les derniers résultats de la collaboration COMPETE [38]. Pour la pente nucléaire b , sa valeur est basée sur [38]. Les valeurs des fonctions Twiss (voir 2.1) au point d'interaction ne sont pas précisées car elles sont pas directement utilisées, mais les valeurs de la divergence angulaire et de la taille du faisceau en découlent.

Paramètres	Dimension	7 TeV
σ_{tot}	mb	100
b	GeV^{-2}	18
ρ		0.12
$\Delta E/E$		$1.13 \cdot 10^{-4}$
σ_x^*, σ_y^*	μm	612
σ'^*	μrad	0.233

TABLE 3.1: Paramètres utilisés pour la génération des événements élastiques ainsi que ceux utilisés pour simuler les propriétés du faisceau.

La forme de la section efficace différentielle élastique est telle que nous n'avons pas besoin de poser une limite haute sur la valeur en t à la génération. Les événements à grand t ont une probabilité très faible, et la limite supérieure s'impose d'elle même. Par contre la divergence du spectre dans la région de Coulomb est telle que la limite basse doit être posée sinon la génération ne balaye pas l'intégralité du spectre qui nous intéresse. Cette limite inférieure est posée à $-t_{min} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$. La figure 3.2 présente le spectre de diffusion élastique généré en fonction de $|t|$ et de $\log_{10}(|t|)$.

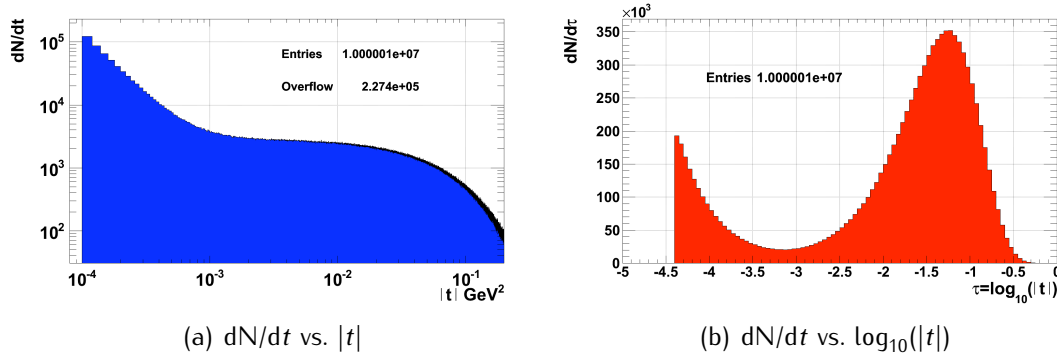


FIGURE 3.2: Section efficace différentielle élastique à 7 TeV générée par PYTHIA 8.1 avec $\sigma_{tot} = 100 \text{ mb}$, $b=18 \text{ GeV}^{-2}$ et $\rho = 0.12$.

Après la génération, les informations nécessaires au transport des protons sont conservées dans un fichier ASCII en respectant le format d'entrée du logiciel utilisé pour le transport des particules vers les pots romains. Les paramètres nécessaires au transport des particules sont :

- la position du vertex (x, y)
- le moment longitudinal (p_z) et les moments transverses (p_x, p_y) qui nous permettent de déduire les angles de diffusion (θ_x, θ_y) et l'écart par rapport au moment nominal $\Delta p/p$.

Le spectre généré est également conservé, il servira pour la détermination de l'acceptance (voir § 3.1.3).

3.1.2 Le transport des protons

Le travail de simulation du transport des protons a été réalisé en collaboration avec S. Cavalier du service accélérateur du LAL (SERA).

Il existe de nombreux programmes de transport de particules. Certains s'appliquent aux accélérateurs circulaires, d'autres aux lignes de transfert. Certains sont conçus pour étudier la stabilité du faisceau sur des milliers de tours, d'autres pour transporter les particules une à une sur une ou plusieurs mailles de l'accélérateur. Ils se distinguent aussi par leur niveau de précision. Certains codes utilisent une approximation *lentille mince* dans laquelle tous les aimants autres que les dipôles sont représentés par une succession de lentilles convergentes ou divergentes. Chaque lentille est alors représentée par une matrice de transfert dont les éléments dépendent du champ magnétique de l'aimant et de sa longueur. Le transport de la particule se fait donc par un calcul matriciel. D'autres codes utilisent des méthodes d'intégration plus complexes comme par exemple l'approximation en *lentille épaisse*¹.

Le programme MadX [53][54] (anciennement Mad8) est utilisé par le groupe accélérateur du CERN depuis de nombreuses années. Les différentes optiques du LHC (injection, accélération, collision) ont été conçues grâce à ce programme. Lors du fonctionnement de l'accélérateur, ces optiques sont mises à jour en tenant compte des modifications apportées lors du fonctionnement et notamment le réglage des correcteurs d'orbites (voir section § 3.4). Il est donc dans notre intérêt de travailler avec ce même programme afin de garder un contact permanent avec le groupe machine pour être en mesure de modifier notre simulation si nécessaire.

MadX est un programme modulaire qui permet de simuler de nombreux effets. Deux de ses modules sont destinés essentiellement au transport des particules. Le premier appelé *ThinTrack* utilise l'approximation lentille mince et l'autre *MadXP* permet l'utilisation des méthodes d'intégration du programme PTC (*Polymorphic Tracking Code*) [55][56] et fonctionne dans le mode d'approximation en lentille épaisse. Ce sont ces deux modules que nous allons comparer dans la section § 3.2.

La première opération à effectuer avant de pouvoir réaliser le transport des protons s'appelle le *matching*. Elle consiste à ajuster la valeur des forces des quadrupoles, tout en les maintenant dans les tolérances, pour obtenir les valeurs de fonction Twiss souhaitées et satisfaire aux conditions aux limites. Dans notre cas cette opération n'est effectuée que sur les quadrupoles allant de Q1 à Q11 de part et d'autre du point d'interaction. Le reste de l'anneau n'est pas modifié. Les conditions pour établir l'optique fort- β^* sont résumées dans le tableau 3.2.

Une fois l'opération de matching effectuée, MadX réalise la table des fonctions Twiss

1. L'approximation lentille épaisse simule les ordres supérieurs du champ magnétique et prend en compte les effets de bords, ce que ne fait pas l'approximation en lentille mince. La différence est particulièrement sensible sur les faces d'entrée et de sortie des éléments magnétiques et pour toutes les particules qui s'écartent de l'axe des éléments magnétiques.

Paramètres	Dimension	Valeur souhaitée
β_x^*, β_y^*	m	2625
α^*		0
Angle de croisement	rad	0
$\beta_x^{RP}, \beta_y^{RP}$	m	> 70
$\Delta\mu(IP \rightarrow RP)$	2π rad	0.25
Fonctions Twiss au niveau de Q12		fixées par le reste de l'anneau

TABLE 3.2: Conditions données pour ajuster la forces des quadrupoles entre Q1 et Q11 de part et d'autre du point d'interaction (voir § 2.3.2). Il est très important de respecter les conditions aux limites afin que l'optique réalisée soit compatible avec le reste de l'anneau.

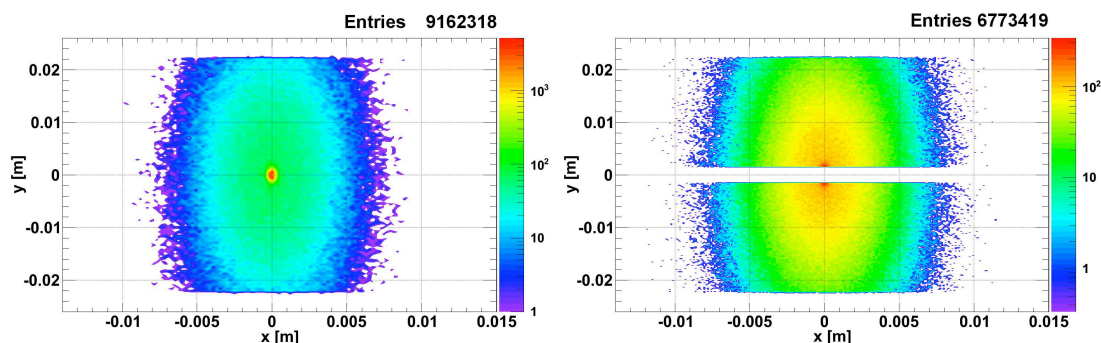
(β , α et μ) pour l'ensemble de l'anneau.

Il est possible d'insérer n'importe quel élément dans la séquence tant qu'il n'entre pas en conflit avec un élément déjà présent. Cette insertion peut se résumer à définir un simple point d'observation. Celui-ci ne représente pas un élément physique et n'a donc pas d'ouverture, il permet juste d'extraire les données du transport là où l'utilisateur le souhaite. C'est exactement ce que l'on fait avec les pots romains, nous insérons un marqueur dans la séquence qui nous permet ensuite d'extraire à la fois la valeur des fonctions Twiss mais également les informations sur les propriétés des particules à cet endroit de l'accélérateur. Lors de la prise de données, nous n'aurons que l'information sur la position transverse de la particule, par conséquent, seule cette information est utilisée à la fin du transport.

A titre d'exemple, la figure 3.3 représente les figures de diffraction au niveau du premier pot romain du faisceau 1.

On remarque sur la figure 3.3(a) que près de 8.4 % des protons sont perdus durant le transport. La figure 3.3(b) indique que seulement 67.7 % des événements générés sont localisés dans l'acceptance du détecteur ALFA. Le tableau 3.3 résume les acceptances au niveau des différents pots romains. L'avant dernière colonne indique les acceptances obtenues en combinant les deux pots d'un même côté du point d'interaction. La dernière utilise l'information retenue par les quatre pots impliqués lorsqu'un événement élastique est enregistré.

On peut constater 1 % de différence entre le faisceau 1 et le faisceau 2 au niveau du transport. Cela s'explique par une légère différence dans la séquence des deux faisceaux. Le graphique de gauche de la figure 3.4 représente la position des particules lorsqu'elles sont perdues pour les faisceaux 1 et 2. Le graphique de droite représente la position transverse des particules lorsqu'elles sont perdues au cours du transport. On observe que toutes les pertes sont dans le plan vertical et qu'aucune n'a lieu dans le plan horizontal. Ceci est dû à l'optique qui défocalise le faisceau principalement dans la direction verticale et à la forme particulière de la chambre à vide plus large que haute. Le graphique de droite représente la position longitudinale des particules lorsqu'elles sont perdues le long de la



(a) Avec les pertes liées au transport. 91.6 % des protons arrivent au niveau des pots romains. (b) Avec les pertes liées au transport et à la géométrie des détecteurs ALFA. 67.7 % des protons rentrent dans l'acceptance géométrique des détecteurs.

FIGURE 3.3: Figures de diffusion élastique au niveau des pots romains. Sur la figure (b), la distance entre les détecteurs haut et bas est arbitrairement posée à ± 1.5 mm ($\approx 12 \sigma$ en unité de taille du faisceau).

Acceptance [%]	Transport	Transp. + Géo.	Par côté	Totale
RP1	91.62	67.73	67.48	66.5
RP2	91.62	67.48		
RP3	90.64	66.85	66.64	
RP4	90.64	66.64		

TABLE 3.3: Acceptances au niveau des différents pots romains. RP1 et 2 sont les deux pots romains du faisceau 1 et RP3 et 4 les deux pots romains du faisceau 2. L'avant dernière colonne donne l'acceptance combinée par côté, et la dernière l'acceptance globale.

séquence. On constate que les particules ne sont pas perdues dans les deux faisceaux à la même position longitudinale, ce qui indique que la séquence des éléments magnétiques n'est pas rigoureusement la même. La structure discrète de ces pertes témoigne du fait qu'elles sont détectées uniquement dans les éléments magnétiques et non dans les parties libres. On remarque également la structure en lentille mince pour laquelle les quadrupoles (ici Q5 et Q6), sont découpés en plusieurs éléments.

3.1.3 La reconstruction du spectre : détermination de l'acceptance

La figure 3.5 représente le spectre généré au point d'interaction. Les trois bandes de couleurs différentes correspondent à trois intervalles de t . On peut retrouver ces trois intervalles sur la figure 3.6 qui représente la position des particules dans les détecteurs ALFA. Cela nous permet d'entrevoir quelle sera la forme de l'acceptance en fonction de t .

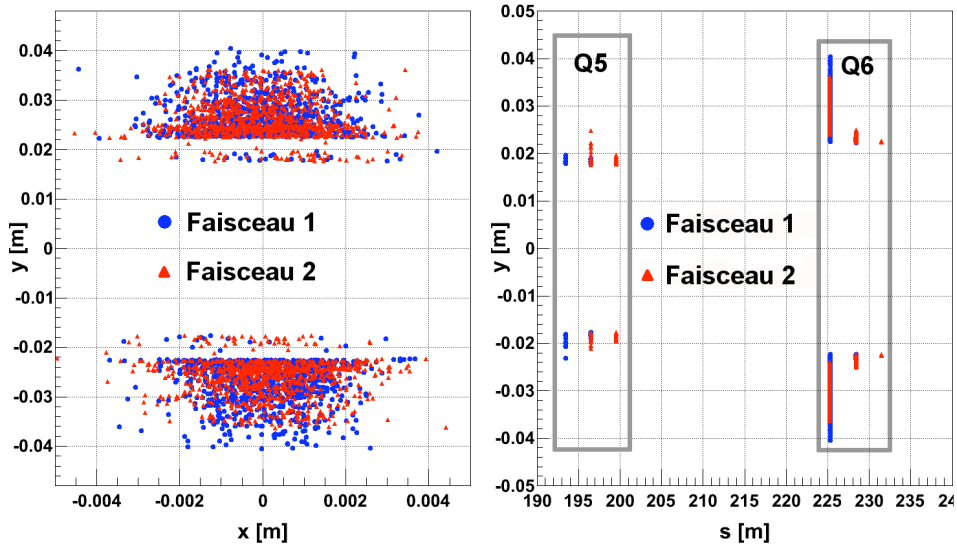


FIGURE 3.4: Graphiques représentant la position transverse (à gauche) et longitudinale (à droite) des particules perdues durant le transport du point d'interaction aux pots romains. Les pertes sont situées dans les quadrupoles Q5 et Q6.

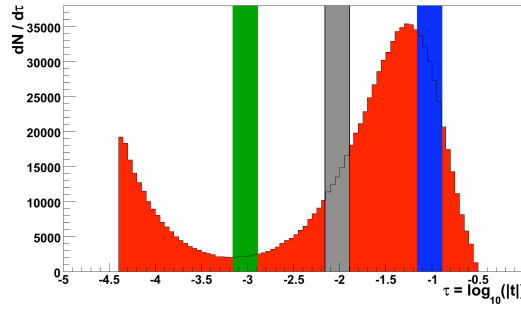


FIGURE 3.5: Spectre généré au point d'interaction. Les bandes de couleurs représentent les intervalles en t visibles sur la figure 3.6. Les paramètres de génération sont : $\sigma_{tot} = 100$ mb, $b = 18 \text{ GeV}^{-2}$ et $\rho = 0.13$.

On extrait de la table des fonctions Twiss produite lors du transport les valeurs de β , α , ... afin de calculer pour chaque pot et pour chaque direction transverse le bras de levier $Leff$.

Pour chaque événement élastique nous reconstruisons la valeur de t comme ci-dessous en commençant par la valeur de l'angle de diffusion dans chaque plan transverse en combinant les stations situées à la même distance du point d'interaction, donc les stations 1 avec 3 et 2 avec 4 :

$$\theta_{x,1} = \frac{1}{2} \left(\frac{x_{RP1}}{Leff_{x,1}} - \frac{x_{RP3}}{Leff_{x,3}} \right) \quad \text{et} \quad \theta_{x,2} = \frac{1}{2} \left(\frac{x_{RP2}}{Leff_{x,2}} - \frac{x_{RP4}}{Leff_{x,4}} \right) \quad (3.1)$$

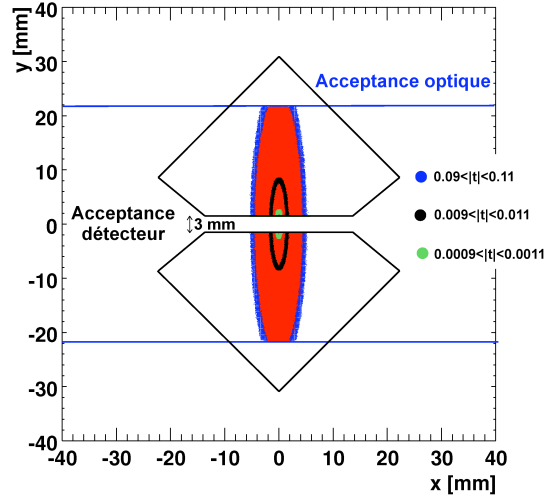


FIGURE 3.6: Figure de diffusion élastique au niveau des pots romains. Les ellipses de différentes couleurs représentent les intervalles de t distingués sur la figure 3.5. La forme en diamant représente la géométrie du détecteur ALFA (voir § 4.2). La distance entre les détecteurs inférieur et supérieur est 3 mm.

On moyenne ensuite ces deux valeurs :

$$\theta_x = \frac{1}{2} (\theta_{x,1} + \theta_{x,2}) \quad (3.2)$$

On réalise la même chose pour y et finalement on obtient pour t :

$$t = p^2 (\theta_x^2 + \theta_y^2) \quad (3.3)$$

Cela nous permet donc de reconstruire le spectre de diffusion élastique. La figure 3.7 présente le spectre en fonction de $\log_{10}(|t|)$ obtenu à partir des événements élastiques reconstruits à l'aide des quatre pots romains.

On obtient finalement l'acceptance représentée sur la figure 3.8 en réalisant le rapport du spectre reconstruit et du spectre généré. Le trait bleu vertical en pointillés illustre le fait que l'acceptance peut être divisée en deux zones. À gauche de ce trait dominant les pertes liées au transport alors qu'à droite ce sont les pertes dues à l'espace insensible entre les détecteurs du haut et du bas qui dominant.

L'acceptance nous permet de corriger le spectre reconstruit en tenant compte des pertes. En divisant le spectre reconstruit par l'acceptance, on retrouve le spectre généré. Cette opération n'est effectuée que pour des valeurs d'acceptances supérieures à 50 % afin de limiter l'erreur statistique. La figure 3.9 représente les spectres généré, reconstruit et corrigé.

C'est sur le spectre corrigé que l'ajustement à l'aide du produit de la luminosité absolue et de la section efficace différentielle élastique est effectué (voir § 2.1.1).

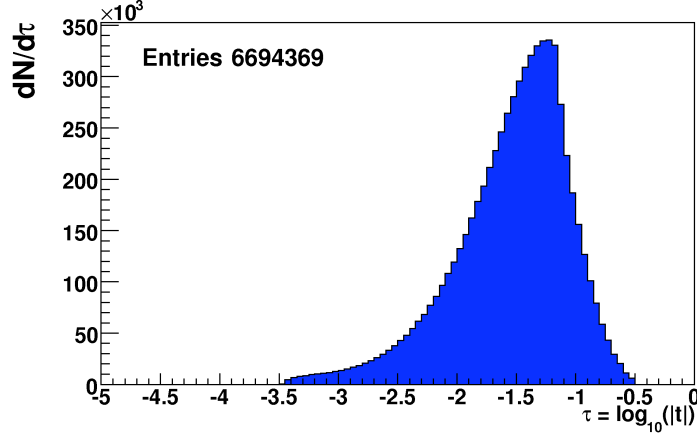


FIGURE 3.7: Spectre de diffusion élastique reconstruit au niveau des pots romains avec $\sigma_{tot} = 100$ mb, $b = 18$ GeV $^{-2}$ et $\rho = 0.13$ pour un écartement nominal de ± 1.5 mm.

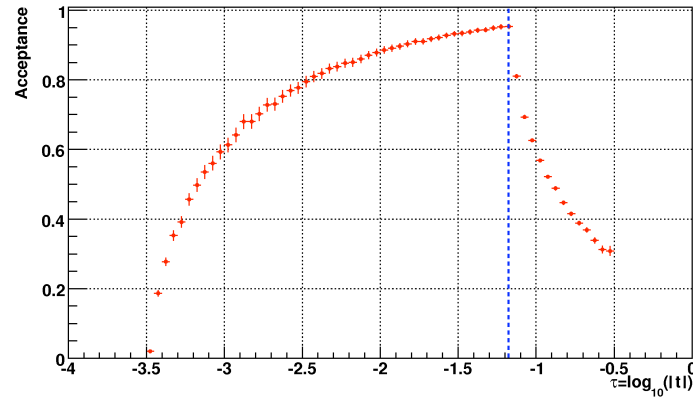


FIGURE 3.8: Acceptance du détecteur ALFA avec $\sigma_{tot} = 100$ mb, $b = 18$ GeV $^{-2}$ et $\rho = 0.13$ pour un écartement nominal de ± 1.5 mm.

3.2 Étude comparative sur les programmes de transport

Cette étude a été réalisée à 7 TeV avec l'optique "fort- β^* ". Elle avait pour objectif principal de contrôler la validité d'une première étude sur le bruit de fond [50] et comme objectif secondaire de voir si le module *ThinTrack*, nettement moins gourmand en temps CPU que *MadXP*, permettait d'obtenir la même précision sur le transport des protons élastiques. En effet le module *MadXP* permet d'obtenir une précision quasi-infinie sur le transport alors que le module *ThinTrack* réalise une approximation en lentille mince. De plus nous avons cherché à voir quel programme permettait le meilleur transport des événements de diffraction simple qui participent au bruit de fond physique de la mesure.

Le module *ThinTrack* est connu pour ne pas traiter correctement le transport des particules à grand $\delta p/p$, c'est-à-dire avec un moment s'éloignant trop du moment nominal. On peut donc s'attendre à observer des différences entre *ThinTrack* et *MadXP* sur les particules déviées avec un grand angle de diffusion, donc à grand t .

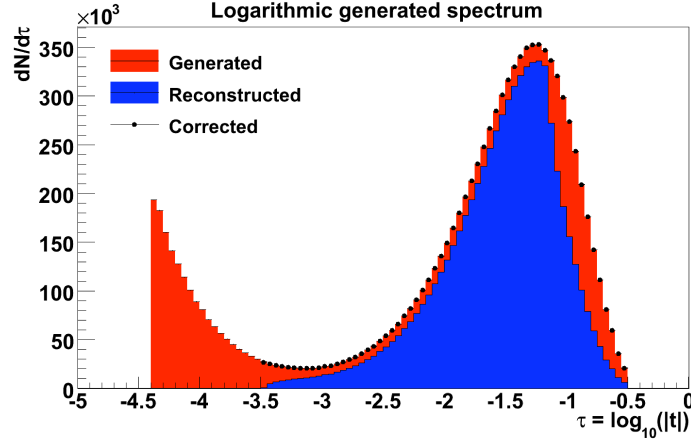


FIGURE 3.9: Le spectre corrigé (points noirs) est obtenu en divisant le spectre reconstruit par l'acceptance avec $\sigma_{tot} = 100$ mb, $b = 18$ GeV⁻² et $\rho = 0.13$ pour un écartement nominal de ± 1.5 mm.

Nous avons donc utilisé deux échantillons Monte Carlo pour cette étude. Le premier contient un million d'événements élastiques. Le second 420000 événements de diffraction simple. Dans le cas d'une diffraction simple un des protons est diffusé quasi élastiquement alors que l'autre se désintègre. De cette désintégration on peut parfois récupérer des particules (protons ou π^+) capables d'atteindre les pots romains si leurs énergies ne sont pas trop faibles.

3.2.1 Comparaison des fonctions Twiss

Dans un premier temps nous allons comparer les fonctions Twiss obtenues. Si la séquence de l'accélérateur reste la même pour les deux modules, le découpage des différents éléments magnétiques n'est pas identique. Cela peut entraîner des différences au niveau de l'ajustement des forces dans les aimants. On peut donc s'attendre à observer quelques différences localement mais le comportement doit être très proche sur les 300 m qui nous intéressent. C'est ce que l'on constate sur les figures 3.10 qui représentent la valeur des fonctions β pour les faisceaux 1 et 2. Les autres fonctions Twiss ne sont pas représentées car les différences sont encore plus faibles. La modélisation différente des éléments magnétiques dans les deux approximations lentille mince et lentille épaisse entraîne l'écart visible vers $s = 100$ m pour le faisceau 1. Ces fonctions sont quasiment identiques sur le reste de la ligne.

Le tableau 3.4 présente les résultats du *matching* au point d'interaction effectué avec les deux modules. On peut noter qu'avec le module *ThinTrack*, la valeur de β_x^* pour le faisceau 1 diffère de toutes les autres de 1 %. Les différences observées pour la fonction α^* n'ont pas d'importance tant que la valeur de cette dernière est proche de 0. Ces différences indiquent juste que la précision atteinte avec le module *MadXP* est meilleure que celle obtenue par le module *ThinTrack*.

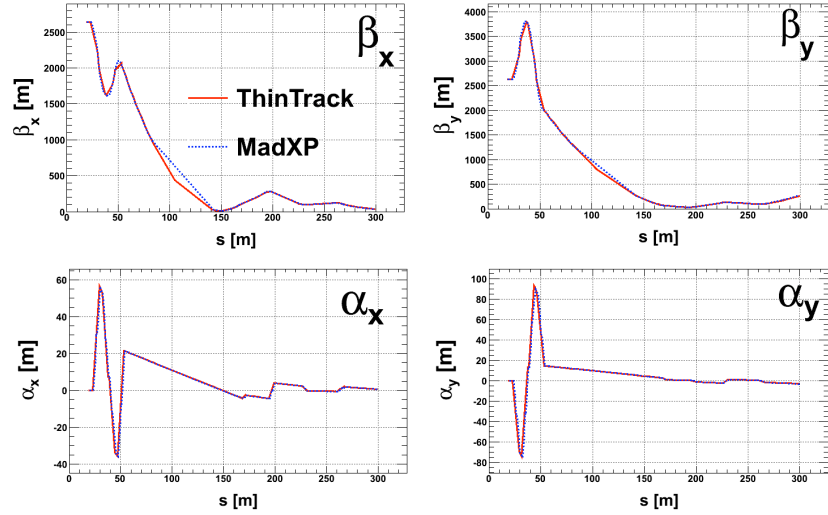


FIGURE 3.10: Comparaison entre les fonctions Twiss pour les modules *ThinTrack* et *MadXP*.

		β [m]		α		μ [2π rad]	
Faisceau 1	<i>ThinTrack</i>	x	y	x	y	x	y
	<i>MadXP</i>	2628	2625	$2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-6}$	0	0
Faisceau 2	<i>ThinTrack</i>	2625	2625	$-4 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-10}$	0	0
	<i>MadXP</i>	2625	2625	$9 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-9}$	0	0

TABLE 3.4: Valeurs des fonctions Twiss au point d'interaction.

Le tableau 3.5 liste les valeurs des fonctions β , α et de l'avance de phase au niveau des différents pots romains pour les faisceaux 1 et 2. Si l'on compare les résultats obtenus avec les deux modules de transport pour le faisceau 1 (resp. 2), les résultats sont très proches. Par contre on pourra remarquer une différence entre les faisceaux 1 et 2 et ce pour les deux modules. Cette différence est attendue car les faisceaux ne sont pas parfaitement symétriques par rapport au point d'interaction.

En utilisant les valeurs données dans les tableaux 3.4 et 3.5, on peut calculer le bras de levier obtenu pour les deux modules. Le tableau 3.6 présente les bras de leviers calculés au niveau du premier pot romain pour les deux faisceaux avec les deux modules de transport.

De ces différences observées sur les bras de levier résultent des différences sur les positions transverses des particules dans les détecteurs. La figure 3.11 présente ces différences en fonction de l'angle de diffusion au point d'interaction.

Cependant, si les résultats du *matching* sont très proches, il faut quand même les prendre compte afin de pouvoir séparer les contributions uniquement liées aux fonctions Twiss et celles liées à la méthode de transport.

		β [m]		α		μ [2π rad]	
		x	y	x	y	x	y
RP1	<i>ThinTrack</i>	95.56	123.81	-0.28	0.80	0.534	0.247
	<i>MadXP</i>	95.16	123.89	-0.31	0.85	0.535	0.247
RP2	<i>ThinTrack</i>	98.10	117.42	-0.33	0.74	0.541	0.252
	<i>MadXP</i>	97.90	117.11	-0.35	0.79	0.541	0.253
RP3	<i>ThinTrack</i>	91.86	126.34	-0.15	0.68	0.535	0.247
	<i>MadXP</i>	91.52	126.59	-0.17	0.72	0.535	0.247
RP4	<i>ThinTrack</i>	93.32	120.88	-0.20	0.63	0.542	0.252
	<i>MadXP</i>	93.13	120.81	-0.21	0.67	0.542	0.252

TABLE 3.5: Valeurs des fonctions twiss au niveau des pots romains.

		Faisceau 1		Faisceau 2	
		x	y	x	y
$\text{Leff}_{\text{ThinTrack}}$ [m]		-106.24	569.99	-107.12	563.20
$\text{Leff}_{\text{MadXP}}$ [m]		-112.09	570.17	-106.92	563.04

TABLE 3.6: Bras de levier calculés avec les fonctions Twiss obtenues par les différents modules de transport.

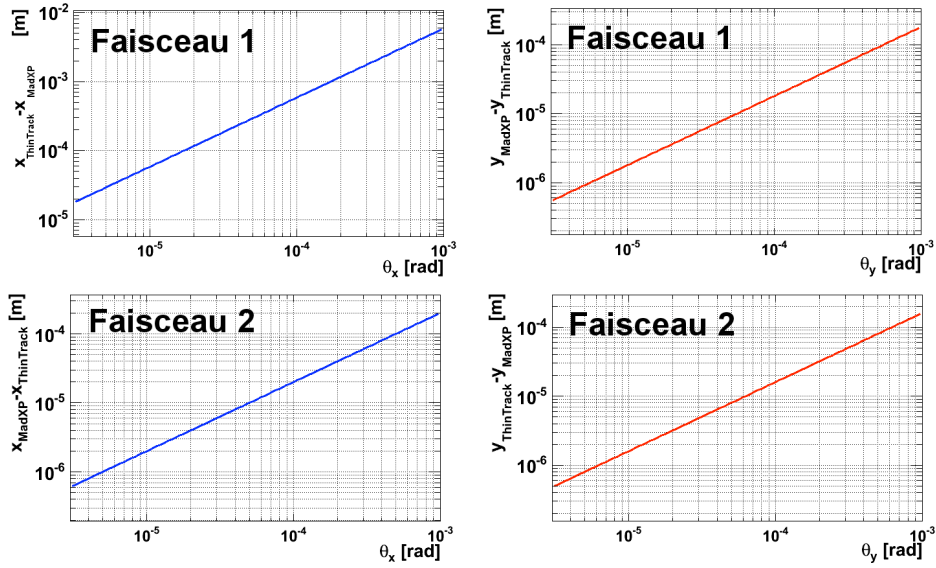


FIGURE 3.11: Différences sur la position transverse des protons dans les pots romains liées à la différence de *matching* entre les modules *ThinTrack* et *MadXP*.

3.2.2 Échantillons de protons élastiques

Transport

Une fois que l'on a soustrait les différences liées au matching, on peut étudier l'impact de l'angle de diffusion élastique au point d'interaction sur la reconstruction. La figure 3.12 présente les différences observées sur la reconstruction de l'angle dans les deux plans transverses x et y . Les distributions de gauche donnent un RMS de $1 \mu\text{rad}$ pour la direction horizontale et $2 \cdot 10^{-2} \mu\text{rad}$ pour la direction verticale. La plus grande dispersion est observée sur l'angle θ_x . Ceci s'explique en partie par le fait que le bras de levier dans la direction horizontale est plus petit que celui dans la direction verticale. Une autre explication est le fait que la différence majeure dans le transport entre les deux modules est attendue au niveau des dipôles. En effet ce sont les éléments magnétiques les plus sensibles à l'écart en moment des protons par rapport au moment nominal. Or entre ATLAS et les pots romains il n'y a pas de dipôles dans le plan vertical !

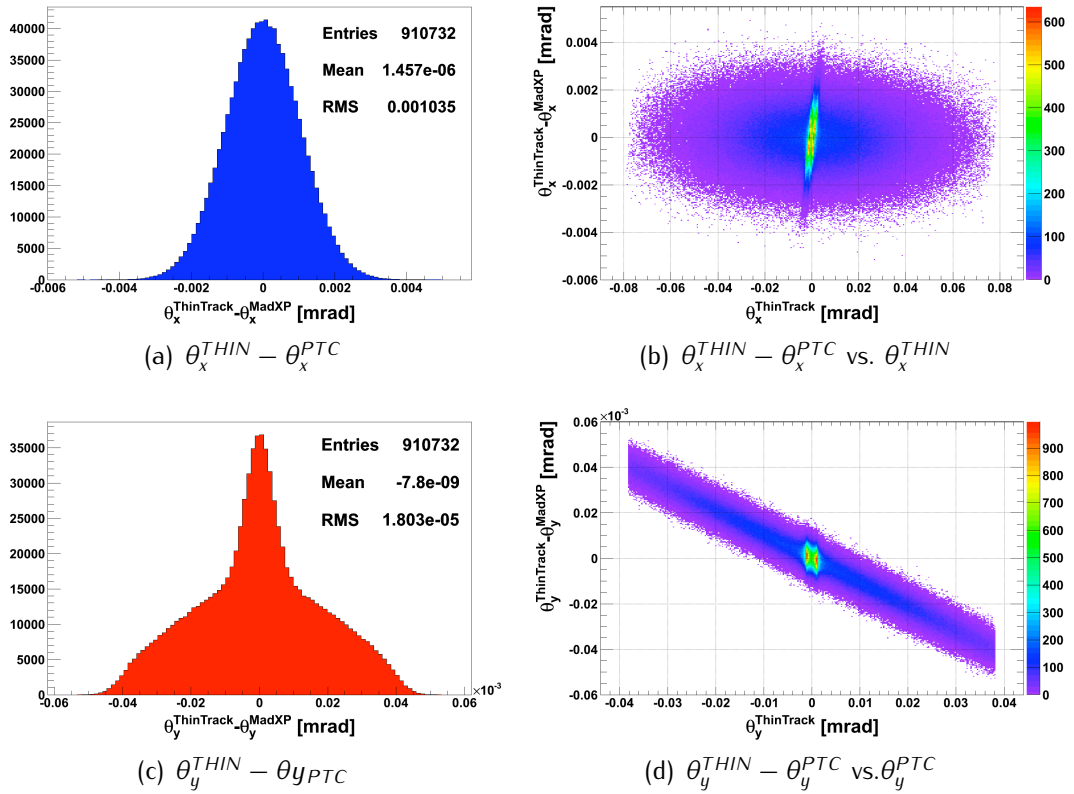


FIGURE 3.12: Angles de diffusion reconstruits pour les deux modules de transport *ThinTrack* et *MadXP*.

Dans les deux directions, les écarts sur l'échantillon élastique sont négligeables et on pourrait considérer que l'approximation en lentille mince convient bien au transport des protons diffusés élastiquement.

Calcul de l'acceptance

Le tableau 3.7 résume les acceptances pour le même échantillon de protons élastiques transportés avec le module *ThinTrack* et avec le module *MadXP*. Les premières colonnes donnent l'acceptance uniquement liée au transport et les dernières prennent en compte la distance entre le détecteur supérieur et le détecteur inférieur.

	Transport			Transport + Détecteur		
	<i>ThinTrack</i> [%]	<i>MadXP</i> [%]	Diff.	<i>ThinTrack</i> [%]	<i>MadXP</i> [%]	Diff.
Faisceau 1	91.07	91.80	0.79	66.93	67.65	1.07
Faisceau 2	90.83	90.81	0.02	66.81	66.80	0.01
Faisceau 1 et 2				66.68	66.66	0.02

TABLE 3.7: Résultats du transport pour les modules *ThinTrack* et *MadXP* pour un million de protons diffusés élastiquement. L'acceptance liée au transport et l'acceptance globale, i.e. transport et géométrie du détecteur, sont indiquées.

La plus grande différence sur l'acceptance due au transport est observée sur le faisceau 1. La figure 3.13 représente l'angle de diffusion au point d'interaction des particules n'ayant pas atteint les pots romains. On constate que seul l'angle vertical est discriminant et que l'angle horizontal n'a pas d'influence sur les différences observées. Ceci se comprend bien : le module *MadXP* ne nous permet pas de connaître la position exacte de la particule lorsqu'elle est perdue. Cependant nous pouvons déduire de la figure 3.13(b) que les différences proviennent du *matching* et/ou de la légère différence dans le découpage de la séquence. C'est ce qu'explique la figure 3.14. Si à un point donné de l'accélérateur la fonction β est plus grande pour un des modules alors que pour les deux séquences l'ouverture est la même, alors il y a plus de chance de perdre les particules (cas 1). De la même manière si l'on se place dans un *drift* où la taille du faisceau augmente on observera des différences si un élément arrive légèrement avant dans une séquence par rapport à l'autre (cas 2).

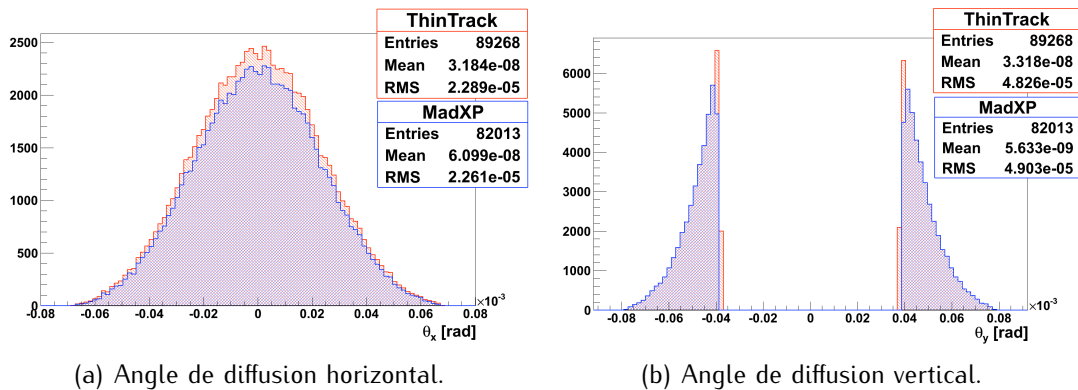


FIGURE 3.13: Distributions de l'angle de diffusion élastique au point d'interaction pour les particules n'ayant pas atteint les pots romains avec les modules *ThinTrack* ou *MadXP*.

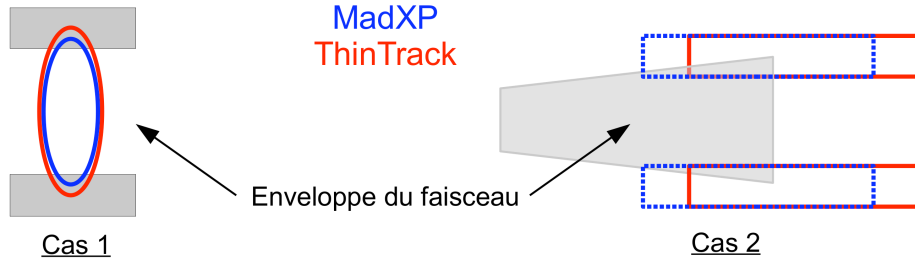


FIGURE 3.14: Illustration des deux cas pouvant expliquer les différences observées sur l'acceptance liée au transport entre les deux modules (voir texte pour plus d'explications). Dans les deux cas présentés, l'acceptance du module *ThinTrack* sera inférieure à celle du module *MadXP*.

Pour le calcul de l'acceptance globale, on tient compte de la distance entre les deux détecteurs, la distance d'approche au faisceau étant fixée à 1.5 mm pour toutes les stations. L'influence du *matching* est faible pour ce calcul puisque les fonctions β_y sont très proches au niveau des pots romains. On retrouve dans le tableau 3.7 la nette différence entre *ThinTrack* et *MadXP* sur cette acceptance pour le faisceau 1 alors qu'elle reste négligeable sur le faisceau 2.

Lorsque l'on combine les deux faisceaux, les acceptances diffèrent globalement de 2 %. Cependant ces résultats peuvent cacher des différences qui se compenseraient sur l'ensemble du spectre. C'est effectivement ce que montre la figure 3.15 qui représente les acceptances déterminées avec les deux programmes et leur rapport. On constate que pour les grandes valeurs de t , l'acceptance obtenue avec le module *MadXP* est supérieure à celle obtenue avec *ThinTrack*.

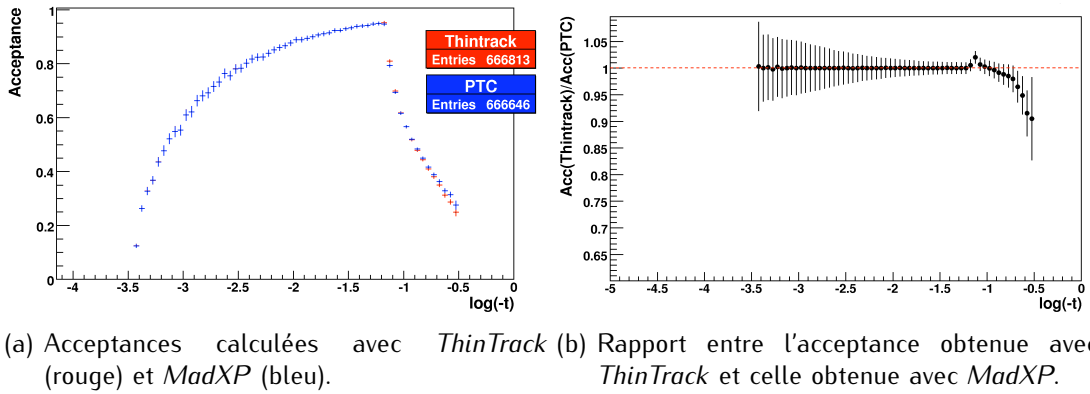
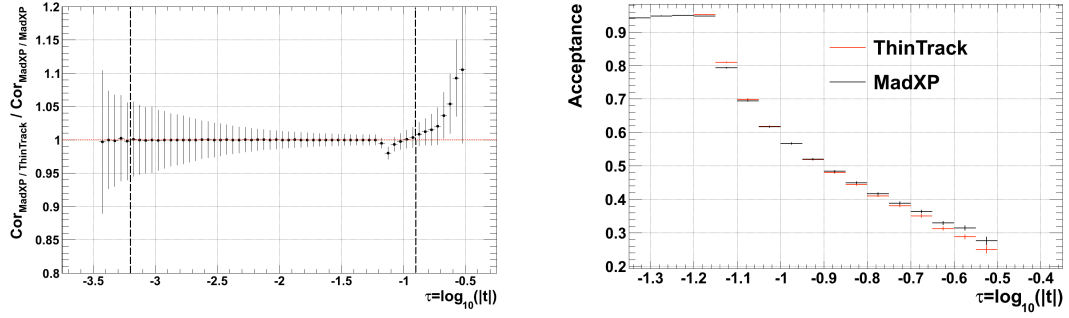


FIGURE 3.15: Comparaison de l'acceptance en fonction de $\log_{10}(-t)$ entre les deux programmes de transport.

Le module *MadXP* est vraisemblablement celui qui fournit une description la plus proche de la réalité à cause de sa méthode utilisant l'approximation en lentille épaisse. Si l'on veut mesurer l'erreur systématique liée à l'utilisation du module *ThinTrack* sur la mesure, nous devons corriger le spectre reconstruit avec *MadXP* par l'acceptance déter-

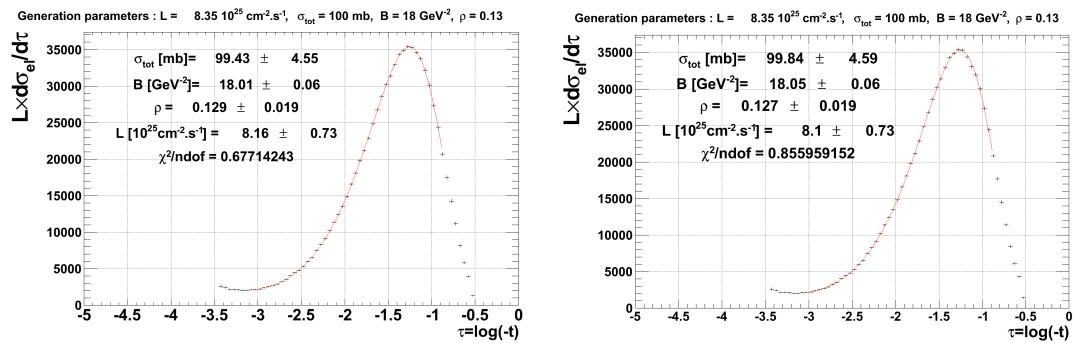


(a) Rapport entre les spectres $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{MadXP}$ et $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{ThinTrack}$. (b) Zoom sur l'intervalle en t où on observe les plus grandes différences entre les spectres reconstruits.

FIGURE 3.16: Comparaison entre le spectre reconstruit et corrigé avec le module *MadXP* (noté $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{MadXP}$) et le spectre reconstruit avec *MadXP* et corrigé avec *ThinTrack* (noté $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{ThinTrack}$). Les lignes noires en pointillés représentent les limites du fit, c'est dire l'intervalle pour lequel l'acceptance est supérieure à 50 %.

minée avec *ThinTrack*. La figure 3.16 présente les différences obtenues entre le spectre reconstruit et corrigé avec le module *MadXP* et le spectre reconstruit avec *MadXP* et corrigé avec *ThinTrack*. Et comme on pouvait s'y attendre, on retrouve l'impact de l'acceptance sur les grandes valeurs de t . Cependant si on se concentre sur l'intervalle du fit représenté par les lignes verticales noires en pointillé on constate que les différences sont très largement inférieures au %.

La figure 3.17 présente le résultat de l'ajustement des spectres corrigés définis ci-dessus par le produit la section efficace différentielle élastique et de la luminosité. Comme le laissait pressentir le rapport des deux spectres, aucune différence notable entre le résultat des deux ajustements n'est observable.



(a) Ajustement du spectre $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{MadXP}$. (b) Ajustement du spectre $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{ThinTrack}$.

FIGURE 3.17: Résultat de l'ajustement des spectres corrigés $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{MadXP}$ et $\text{Cor}_{\text{MadXP}} / \text{ThinTrack}$ par le produit de la section efficace différentielle et de la luminosité.

Malgré ce dernier résultat, les différences observées sur la détermination de l'accep-

tance laissent à penser que dans un soucis d'exactitude le module *MadXP* devrait être préféré pour la détermination de l'acceptance lors de la prise de donnée. Cependant, pour des études simples, ces résultats montrent que le traitement des protons élastiques réalisé par le module *ThinTrack* est suffisant.

3.2.3 Echantillons de diffraction simple

Un événement de diffraction simple est de type $p + p \rightarrow p + X$ ou $X + p$. Dans cette partie, le proton issu de l'interaction sera appelé *proton diffusé* alors que celui pouvant résulter de la désintégration de X sera appelé *proton diffracté*. Cette étude a été réalisée avec 7 TeV par faisceau et une section efficace de diffraction simple de 14.3 mb [50].

La figure 3.18(a) présente la distribution de l'écart relatif $\delta p = (p - p_0)/p_0$ du moment des protons diffusés et diffractés. On constate une très nette différence entre les deux distributions. Si celle des protons diffusés pique à $\delta p = 0$, celle des protons diffractés est relativement uniforme de $\delta p = -0.3$ à 0. Nous avons délibérément effectué une coupure à $\delta p = -0.3$, les protons ayant un écart en moment supérieur à cette valeur n'ayant aucune chance d'atteindre les pots romains. La figure 3.18(b) représente les distributions de l'angle de diffusion vertical au point d'interaction. La distribution pour les protons diffractés est plus étalée. Cependant la différence est moins marquée que sur le spectre en δp .

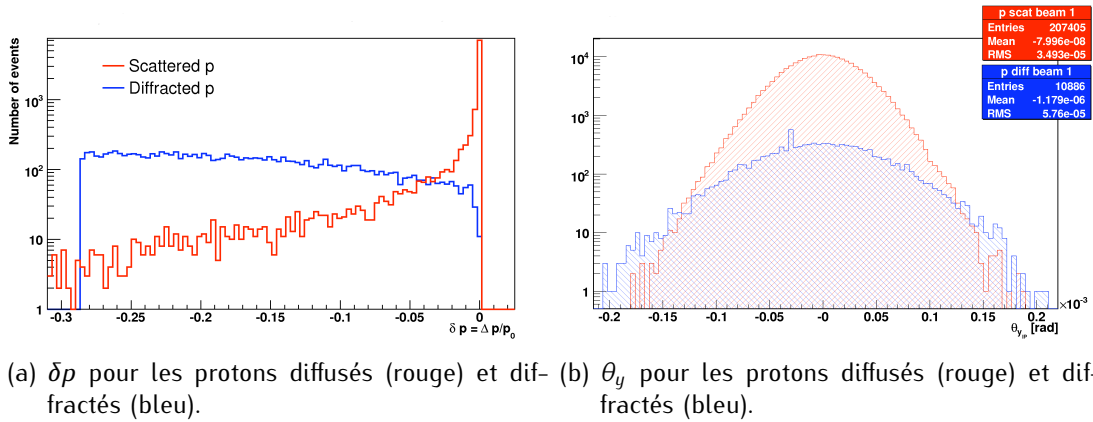


FIGURE 3.18: Distribution de δp (a) et de l'angle de diffusion vertical au point d'interaction (b) pour les protons diffusés et diffractés.

Le tableau 3.8 présente les résultats du transport des protons diffusés et diffractés entre le point d'interaction et les pots romains. Comme attendu, les différences observées sont plus grandes que celles obtenues avec l'échantillon élastique, et le sont d'autant plus pour les protons diffractés. De manière générale, on retrouve le fait que l'acceptance obtenue avec le module *MadXP* est supérieure à celle obtenue avec le module *ThinTrack*. On remarquera à nouveau que les différences sont plus larges pour le faisceau 1 que pour le faisceau 2.

Particule	Génération	<i>Thintrack</i>		<i>MadXP</i>		Différence at RP1 [%]
		RP1	RP2	RP1	RP2	
p diffusé faisceau 2	10573	7332	7256	7445	7380	1.5
p diffracté faisceau 1	10573	2025	2023	2529	2182	19.9
p diffusé faisceau 1	10743	7501	7501	7704	7651	2.6
p diffracté faisceau 2	10743	1397	1231	1657	1442	15.7

TABLE 3.8: Résultat du transport des protons diffusés et diffractés.

Nous allons nous concentrer sur les protons diffractés pour lesquels la différence est la plus grande. La figure 3.19 représente les distributions de δp au point d'interaction pour les protons diffractés. On peut dans un premier temps constater qu'en deçà de $\delta p = -0.28$, aucun proton n'atteint les pots romains. La distribution jaune, qui représente la différence entre les deux modules, est décalée vers les grandes valeurs de δp . Cependant, l'étalement de cette distribution sous-entend que cette variable n'est sans doute pas la seule variable discriminante.

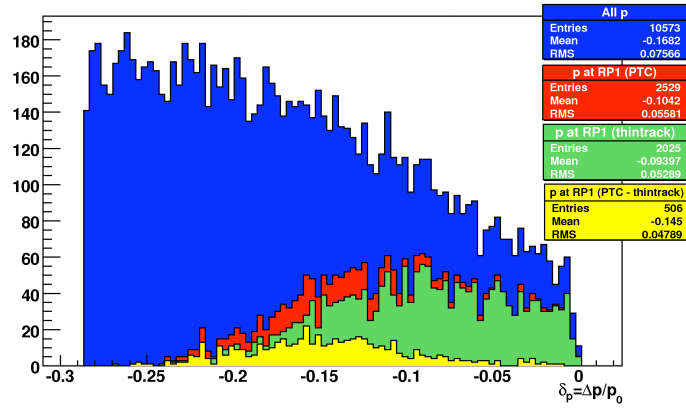


FIGURE 3.19: Distribution en δp des protons générés (bleu) et de ceux ayant atteint les pots romains avec le module *MadXP* (rouge), avec le module *ThinTrack* (vert) et la différence entre les deux (jaune).

Nous regardons par conséquent les angles θ_x et θ_y au point d'interaction. Ces variables sont représentées sur la figure 3.20. Si pour l'angle horizontal θ_x la distribution (jaune) présentant la différence entre les deux modules s'affaïsse en restant relativement gaussienne, pour l'angle vertical θ_y on retrouve les différences observées auparavant. Les protons avec des angles de diffusion verticaux importants n'atteignent pas les pots romains avec *ThinTrack* alors qu'ils les atteignent avec *MadXP*.

La figure 3.21 représente l'écart relatif du moment des protons diffractés en fonction de l'angle de diffusion vertical au point d'interaction. Les points rouges correspondent aux protons ayant atteint les pots romains avec les deux modules alors que les points bleus représentent ceux qui ont franchi le transport uniquement avec *MadXP*. On remarque que les deux variables ne sont pas entièrement corrélées mais complémentaires. Les dif-

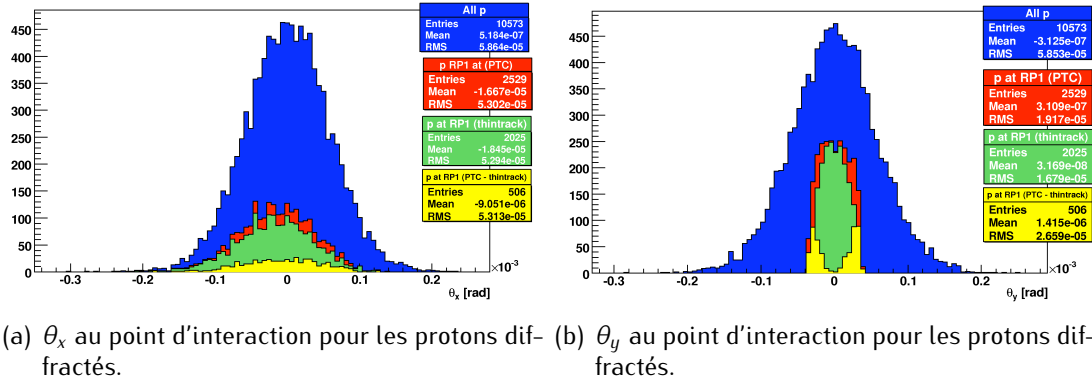


FIGURE 3.20: Distribution de l'angle de diffusion au point d'interaction pour tous les protons générés (bleu) et pour ceux ayant atteint les pots romains avec le module *MadXP* (rouge), avec le module *ThinTrack* (vert) et la différence entre les deux (jaune).

férences entre les deux modules sont observées lorsque soit δp , soit θ_y soit les deux sont grands. Cependant la forme particulière en cône formée par les points bleus indique que la variable δp a plus d'influence que l'angle de diffusion vertical au point d'interaction.

Il est important de noter que si les mêmes effets ne sont pas observés avec l'angle horizontal au point d'interaction, c'est uniquement dû à la géométrie du faisceau imposée par l'optique *parallel to point focusing*. Le fait que le faisceau soit largement défocalisé dans le plan vertical entre le point d'interaction et les pots romains a pour conséquence que les pertes sont uniquement observées dans ce plan.

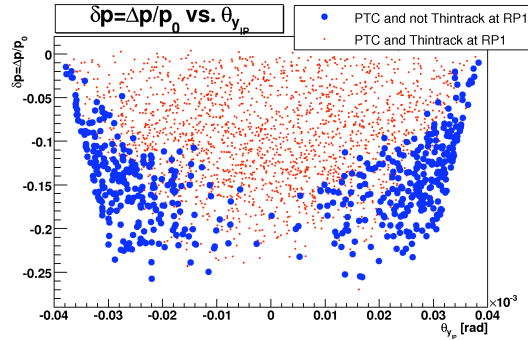


FIGURE 3.21: δp en fonction de θ_y au point d'interaction pour les protons diffractés.

3.2.4 Conclusion de l'étude

Les résultats observés aussi bien sur l'échantillon élastique que sur l'échantillon de protons diffractés montrent bien des différences entre les deux modules de transport. Ces différences apparaissent dans un premier temps à l'étape du *matching* au cours de laquelle les fonctions Twiss calculées entre le point d'interaction et les pots romains diffèrent tout en satisfaisant aux mêmes conditions aux limites. Le module *MadXP* permet d'atteindre

une meilleure précision. Ensuite les différences sont observées sur le traitement de l'écart en moment des protons par rapport au moment nominal. Si ces différences s'avèrent être acceptables pour les protons élastiques, elles ne le sont pas pour les protons diffractifs. On préférera donc pour l'étude du bruit de fond le module *MadXP* au module *ThinTrack*. Et de la même manière, pour le calcul final de l'acceptance, le module *MadXP* fournira la meilleure précision.

Ces résultats montrent que l'étude du bruit de fond de diffraction simple [50] doit être reconduite en utilisant le module *MadXP*.

3.3 Incertitudes systématiques sur la mesure

3.3.1 Cadre général

Une première étude a été réalisée à 7 TeV pour le TDR d'ALFA [46, 50]. Cependant les dernières nouvelles du LHC laissent à penser que la première mesure de la section efficace totale et de luminosité absolue pourrait bien se réaliser à 5 TeV par faisceau. Dans ce cadre l'étude des incertitudes systématiques a été réeffectuée pour juger des conséquences de la diminution en énergie du faisceau. De plus l'étude précédente s'était concentrée uniquement sur l'impact des systématiques sur la détermination de luminosité, ici, nous allons aussi déterminer celles associées à la mesure de la section efficace totale et de la pente nucléaire.

Les forces des quadrupoles étant normalisées, il n'y a pas besoin de modifier les fichiers d'optique² pour transporter les protons diffusés à 5 TeV.

Le changement en énergie modifie certains paramètres liés aux incertitudes systématiques. Ainsi la divergence angulaire, la taille du faisceau au point d'interaction et au niveau des pots romains et donc la distance d'approche des pots romains s'en trouvent modifiées. Le tableau 3.9 résume le changement des différents paramètres liés au faisceau.

De la même manière nous devons considérer une variation des paramètres de la diffusion élastique entre les deux énergies. Les erreurs systématiques qui entâchent les prédictions des différents paramètres sont telles que ces variations n'ont pas de réel sens physique. Elle sont introduites dans l'unique but d'obtenir des spectres différents entre les deux énergies. Le tableau 3.10 présente la valeur des paramètres choisis pour la génération. L'extrapolation de ces paramètres provient toujours des derniers résultats donnés par la collaboration COMPETE [38]. Sur l'intervalle de génération, la section efficace élastique effective est de 37.5 mb. Si l'on considère que les 10 millions d'événements générés l'ont été sur une période de 100 heures de prise de données, on obtient une luminosité instantanée de $74.16 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à 5 TeV.

2. En réalité il est peu probable que l'optique soit rigoureusement la même. Certaines conditions sur les ouvertures dynamiques des aimants devraient nous obliger à modifier l'optique initialement conçue pour 7 TeV par faisceau.

		7 TeV	5 TeV
γ		7461	5329
$\sigma_{x,y}^*$	$[\mu\text{m}]$	594	702
$\sigma_{x,y}'^*$	$[\mu\text{rad}]$	0.226	0.282
σ_x^{RP}	$[\mu\text{m}]$	113	134
σ_y^{RP}	$[\mu\text{m}]$	129	152
$y_{det}(12\sigma)$	$[\text{mm}]$	1.52	1.77

TABLE 3.9: Paramètres du faisceau à 7 et 5 TeV.

		7 TeV	5 TeV
σ_{tot}	$[\text{mb}]$	110	105
b	$[\text{GeV}^{-2}]$	18	18
ρ		0.12	0.13

TABLE 3.10: Paramètres utilisés pour la génération de la section efficace différentielle élastique à 7 et 5 TeV.

Le tableau 3.11 résume les différents effets systématiques que nous allons considérer dans cette étude.

		7 TeV	5 TeV
$\sigma_{x,y}'^*$	$[\mu\text{rad}]$	0.226	0.282
$\sigma_{x,y}^*$	$[\mu\text{m}]$	594	702
$\Delta E/E$		$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
Résolution σ_{det}	$[\mu\text{m}]$	30	30
Déplacement relatif faisceau / détecteur	$[\mu\text{m}]$	± 10	± 10
Erreur sur les détecteurs de recouvrement	$[\mu\text{m}]$	± 5	± 5
β^*	$[\%]$	± 2	± 2
$\Delta\mu$	$[\%]$	± 0.2	± 0.2

TABLE 3.11: Effets systématiques étudiés à 7 et 5 TeV liés à la mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale.

La simulation est le seul outil qui peut nous permettre de déterminer l'acceptance globale de la mesure. Cette détermination comporte trois phases décrites dans la section précédente : la génération, le transport et la reconstruction. Suivant l'incertitude systématique étudiée, il faut modifier en conséquence les différentes phases. Si certains effets devront être étudiés en utilisant toute la chaîne de simulation, d'autres n'impliqueront qu'une seule étape. Le tableau 3.12 présente les étapes qui seront modifiées par l'introduction des différentes incertitudes systématiques.

La luminosité absolue, la section efficace totale, la pente nucléaire et le facteur ρ sont déterminés à partir de l'ajustement du spectre corrigé. Nous n'avons donc pas d'autre choix que d'utiliser l'ajustement pour calculer l'impact des différentes erreurs systématiques sur leur détermination.

Avant d'entrer dans les détails de l'analyse nous allons décrire l'ajustement réalisé. Ce dernier est appliqué sur deux spectres différents. Le premier est appelé *linéaire* car il est représenté avec un binning constant en t de $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$. Le deuxième spectre est appelé *logarithmique* et est tracé en fonction de $\log_{10}(|t|)$. Son binning est de 0.05 et sa caractéristique est qu'il contient le même nombre de bins dans chaque décade alors

	Génération	Transport	Reconstruction
$\sigma'_{x,y}$	■	■	■
$\sigma^*_{x,y}$	■	■	■
$\Delta E/E$	■	■	■
Résolution σ_{det}			■
Déplacement relatif faisceau / détecteur			■
Erreur sur les détecteurs de recouvrement			■
β^*	■	■	■
$\Delta\mu$	■	■	■

TABLE 3.12: Étapes de la simulation qui sont modifiés lors de l'étude des différentes incertitudes systématiques.

que pour le spectre il y a un facteur mille entre chaque décade. Si le spectre linéaire a l'avantage d'offrir une fine granularité et permet donc de bien décrire la divergence dans la région de Coulomb, il souffre des fluctuations statistiques à large t , dans la région nucléaire. Le spectre logarithmique a pour avantage de diminuer les effets de fluctuations statistiques mais le binning grossier complique l'ajustement, certains paramètres étant alors quasiment insensibles. Les figures 3.22 et 3.23 présentent l'impact des variations des différents paramètres libres de l'ajustement sur la forme du spectre. Cela permettra de mieux comprendre les effets systématiques obtenus sur ces différents paramètres en fonction du spectre corrigé obtenu.

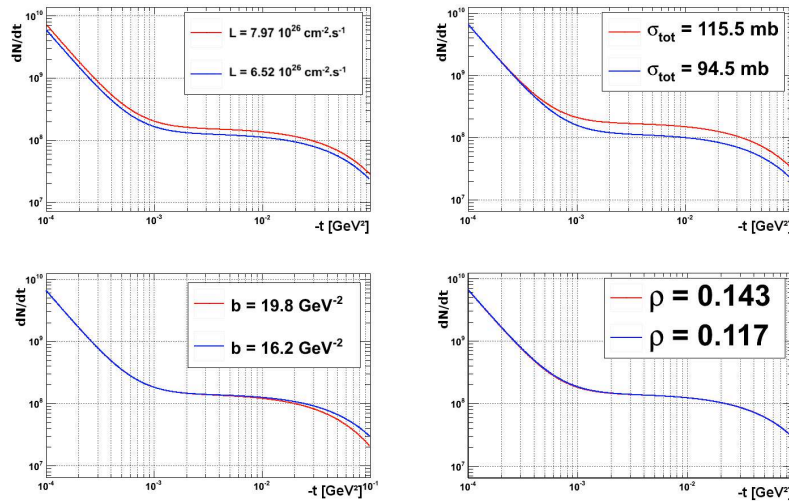


FIGURE 3.22: Représentation en échelle linéaire de l'impact des paramètres libres du fit. Pour chaque graphique, on représente les spectres avec un des paramètres à $\pm 10\%$ de sa valeur nominale (rouge) et $\pm 10\%$ (bleu), les autres paramètres étant fixés.

Les tableaux 3.13 et 3.14 présentent les matrices de corrélation obtenues sur l'intervalle de l'ajustement pour lequel l'acceptance est supérieure à 0.3. On retiendra de ces tables que la luminosité et la section efficace sont corrélées à environ 100 % sur l'intervalle de l'ajustement et que de manière générale les paramètres sont très corrélés. On comprend

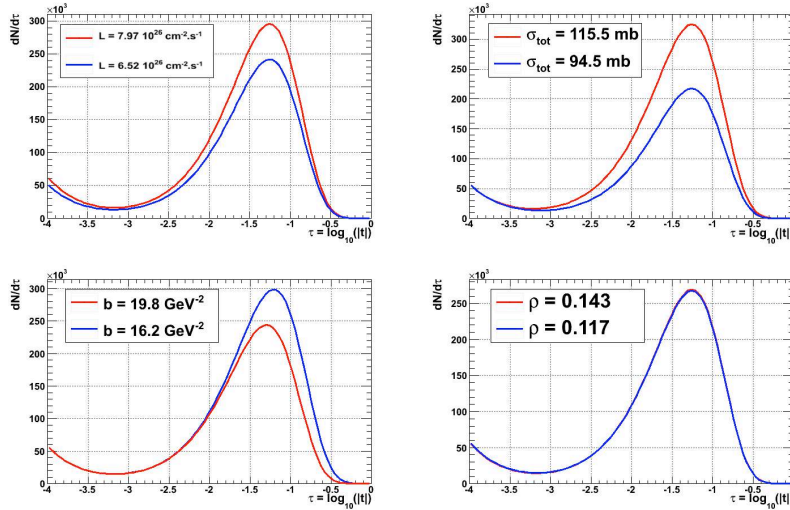


FIGURE 3.23: Représentation en échelle logarithmique de l'impact des paramètres libres du fit. Pour chaque graphique, on représente les spectres avec un des paramètres à + 10 % de sa valeur nominale (rouge) et - 10 % (bleu), les autres paramètres étant fixés.

alors qu'on ne peut considérer l'impact des incertitudes systématiques uniquement sur la luminosité, il faudra aussi prendre en compte les autres paramètres libres de l'ajustement. On pourra aussi remarquer que les paramètres sont plus corrélés pour l'ajustement logarithmique que pour l'ajustement linéaire ce qui devrait induire des différences entre les résultats.

	Global	\mathcal{L}	σ_{tot}	b	ρ
\mathcal{L}	1.00	1.00			
σ_{tot}	1.00	1.00	1.00		
b	0.83	0.39	0.36	1.00	
ρ	0.91	0.82	0.83	0.54	1.00

TABLE 3.13: Matrice de corrélation entre les différents paramètres libres de l'ajustement pour l'ajustement linéaire.

	Global	\mathcal{L}	σ_{tot}	b	ρ
\mathcal{L}	1.00	1.00			
σ_{tot}	1.00	1.00	1.00		
b	0.92	0.54	0.52	1.00	
ρ	0.94	-0.87	-0.87	-0.69	1.00

TABLE 3.14: Matrice de corrélation entre les différents paramètres libres de l'ajustement pour l'ajustement logarithmique.

Avant de présenter les études des différentes incertitudes systématiques, nous allons faire une étude sur l'ajustement. Nous souhaitons nous concentrer sur l'impact des incertitudes systématiques sur la luminosité et la section efficace totale. Il faut trouver le bon réglage de l'ajustement pour que le biais initial entre les valeurs générées et les valeurs des paramètres libres obtenus par l'ajustement du spectre idéal, soit le plus faible possible.

Le tableau 3.15 présente les résultats de l'ajustement en fonction de l'intervalle d'ajustement donné par le tableau 3.16. On constate que pour le spectre linéaire, l'augmentation de l'intervalle permet de réduire la différence entre les valeurs générées et les paramètres ajustés. Par contre, pour le spectre logarithmique, l'écart reste quasiment identique quelque soit l'intervalle d'ajustement. Pour cet ajustement, indépendamment de l'intervalle,

le paramètre ρ présente l'écart relatif le plus important. Ce paramètre est le plus sensible et comme le montrent les tables 3.13 et 3.14, il est très corrélé à la luminosité, la section efficace totale et la pente nucléaire. Nous avons donc fait l'exercice de fixer ce paramètre lors de l'ajustement afin d'éviter que d'importantes variations viennent perturber la détermination des paramètres. Les résultats de l'ajustement sont résumés dans la table 3.17.

	Type de fit	Acceptance > 0.5	Écart relatif [%]	Acceptance > 0.4	Écart relatif [%]	Acceptance > 0.3	Écart relatif [%]
\mathcal{L} [$10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	lin	73.34 ± 1.83	-1.1	73.26 ± 1.18	-1.2	74.35 ± 0.90	+0.2
	log	72.63 ± 2.00	-2.0	72.79 ± 1.23	-1.8	72.49 ± 0.93	-2.2
σ_{tot} [mb]	lin	105.56 ± 1.33	+0.5	105.64 ± 0.86	+0.6	104.91 ± 0.65	-0.1
	log	106.09 ± 1.48	+1.0	105.96 ± 0.91	+0.9	106.18 ± 0.70	+1.1
b [GeV ²]	lin	18.02 ± 0.04	+0.1	18.04 ± 0.03	+0.2	18.12 ± 0.02	+0.7
	log	17.98 ± 0.04	-0.1	17.96 ± 0.03	-0.2	17.95 ± 0.02	-0.2
ρ	lin	0.125 ± 0.007	-3.8	0.126 ± 0.005	-3.1	0.133 ± 0.005	+2.4
	log	0.121 ± 0.007	-6.9	0.120 ± 0.005	-7.7	0.120 ± 0.005	-7.7

TABLE 3.15: Influence de l'intervalle d'ajustement sur le résultat de l'ajustement du spectre corrigé idéal.

Énergie	t_{min}		t_{max}	
	lin	log	lin	log
Acc. > 0.5	$6.7 \cdot 10^{-4}$	-3.175	0.06	-1.175
Acc. > 0.4	$4.7 \cdot 10^{-4}$	-3.325	0.09	-1.025
Acc. > 0.3	$3.8 \cdot 10^{-4}$	-3.425	0.15	-0.825

TABLE 3.16: Intervalle de l'ajustement pour une acceptance supérieure à 0.5, 0.4 et 0.3.

On remarque alors que le fait de fixer le paramètre ρ permet de diminuer l'écart relatif sur la luminosité et la section efficace totale, et ce quelque soit l'intervalle d'ajustement. Pour la suite de l'étude nous présenterons les résultats de l'ajustement obtenus sur l'intervalle le plus large en ayant fixé le paramètre ρ .

	Type de fit	Acceptance > 0.5	Écart relatif [%]	Acceptance > 0.4	Écart relatif [%]	Acceptance > 0.3	Écart relatif [%]
\mathcal{L} [$10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	lin	74.49 ± 0.88	+0.4	74.01 ± 0.62	-0.2	73.82 ± 0.51	-0.4
	log	74.82 ± 0.96	+0.9	74.59 ± 0.65	-0.5	74.19 ± 0.53	+0.0
σ_{tot} [mb]	lin	104.73 ± 0.63	-0.2	105.09 ± 0.45	+0.1	105.30 ± 0.37	+0.3
	log	104.52 ± 0.68	-0.4	104.65 ± 0.46	-0.3	104.93 ± 0.38	-0.1
b [GeV ²]	lin	18.04 ± 0.03	+0.2	18.06 ± 0.02	+0.3	18.12 ± 0.02	+0.7
	log	18.07 ± 0.03	+0.4	17.99 ± 0.02	-0.1	17.98 ± 0.02	-0.1

TABLE 3.17: Influence de l'intervalle d'ajustement sur le résultat de l'ajustement du spectre corrigé idéal.

3.3.2 Effets systématiques du faisceau au point d'interaction

Divergence angulaire

La divergence angulaire exprime le fait que l'angle des trajectoires des particules à l'état initial n'est pas un angle rigoureusement nul. L'angle incident est distribué suivant une loi gaussienne dont la largeur est définie par la formule (2.28). Dans un premier temps on peut exprimer l'erreur relative sur le moment transféré en fonction de la divergence angulaire :

$$t = (p\theta)^2 \implies \frac{\Delta t}{t} = 2 \frac{\Delta \theta}{\theta} \quad (3.4)$$

Si dans cette dernière formule on remplace θ par son expression en fonction de t , on remarque alors que l'écart relatif en t est proportionnel à $1/\sqrt{t}$:

$$\frac{\Delta t}{t} = 2 \frac{p \Delta \theta}{\sqrt{t}} \quad (3.5)$$

On s'attend donc à ce que le spectre généré avec divergence angulaire diffère du spectre nominal. La divergence angulaire est appliquée à la génération sur l'état initial des particules. Le graphique supérieur de la figure 3.24 présente les spectres générés dans le cas idéal et dans le cas où l'on ajoute la divergence angulaire. On constate que le spectre généré avec la divergence angulaire présente un excès d'événements pour $6 \cdot 10^{-5} < |t| < 1 \cdot 10^{-3}$ et un déficit pour $|t| < 6 \cdot 10^{-5}$. Cette différence n'a rien de physique, elle est la conséquence de la limite inférieure posée sur la valeur de t générée. On retrouve ici le fait que la variable qui est tirée aléatoirement à la génération est bien t et non les angles de diffusions élastiques des deux particules. Ce que l'on observe ici est la convolution du spectre de diffusion élastique et d'une gaussienne dont la largeur dépend de la divergence angulaire. C'est ce que l'on constate sur la figure 3.25 qui représente l'ajustement par une gaussienne de la queue des spectres de diffusion élastique avec divergence angulaire. Plus la divergence est grande, plus la largeur de la gaussienne est importante et plus sa moyenne est élevée indiquant que l'effet se fait sentir sur des valeurs de t plus importantes.

La borne inférieure de l'intervalle de l'ajustement étant supérieure à $6 \cdot 10^{-5}$, nous ne serons sensible qu'à l'excédent d'événements. Comme cet excédent n'a pas de sens physique, il faut le corriger pour ne prendre en compte que les effets réels de la divergence angulaire et non les effets introduits à la génération. On doit donc paramétriser cette remontée en ajustant le rapport du spectre généré dans le cas idéal sur le spectre généré avec la divergence angulaire. Le graphique inférieur de la figure 3.24 représente le rapport des deux spectres et son ajustement par un polynôme de degré 4. Le spectre reconstruit S_{rec} subit alors les corrections d'acceptance C_{Acc} et les corrections liées à la divergence angulaire C_{div} . Le spectre corrigé, S_{cor} , se calcule comme suit :

$$S_{cor}(t) = \frac{S_{rec}(t)}{C_{acc}(t) C_{div}(t)} \quad (3.6)$$

La différence observée à la génération entraîne une différence sur l'acceptance. La figure 3.26 présente le rapport de l'acceptance déterminée avec divergence angulaire sur l'acceptance nominale. On remarque que pour les petites valeurs de t , l'acceptance est

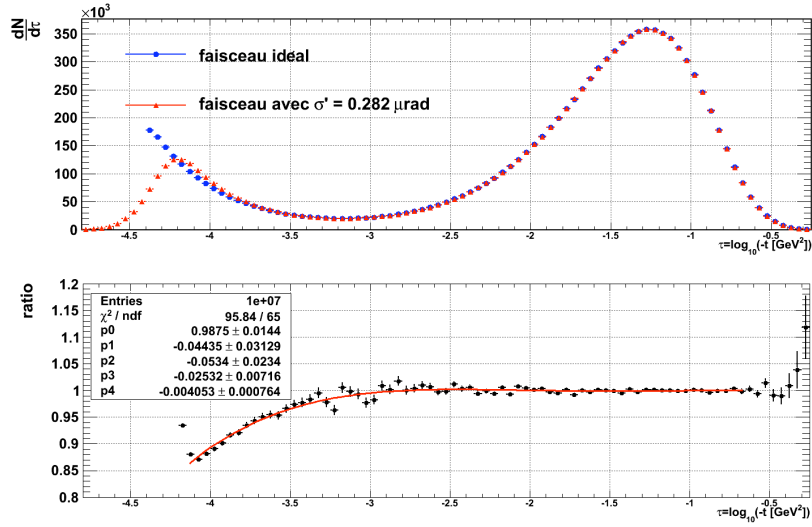


FIGURE 3.24: Comparaison des spectres générés avec et sans divergence angulaire.

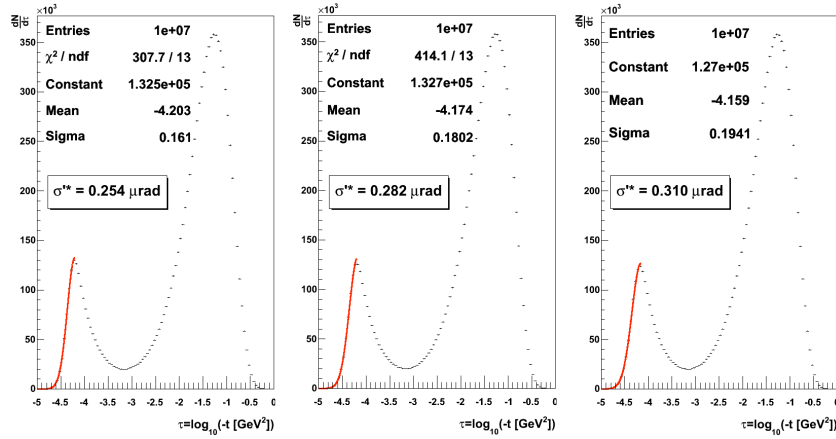


FIGURE 3.25: Ajustement gaussien de la queue du spectre généré avec divergence angulaire. Plus la divergence angulaire est importante, plus le σ de la gaussienne est grand et plus l'effet se fait sentir pour des grande valeur de t .

plus grande dans le cas nominal avec des différences pouvant atteindre 20 % dans la région de Coulomb. C'est pourquoi le facteur de correction lié à l'acceptance doit être déterminé en tenant compte de la divergence angulaire.

La figure 3.27 présente le spectre reconstruit, le spectre uniquement corrigé par l'acceptance et finalement le spectre corrigé aussi par la paramétrisation déterminée plus haut.

La précision avec laquelle est déterminée la divergence angulaire dépend de la précision de la mesure de la taille du faisceau au point d'interaction et l'émittance. Elle est entachée d'une erreur systématique d'environ $\pm 10\%$ [46]. Afin d'en tenir compte, nous avons effectué les différentes étapes précédentes pour la valeur nominale et pour $\pm 10\%$ de cette valeur, soit $0.254\ \mu\text{rad}$ et $0.310\ \mu\text{rad}$. La figure 3.28 illustre les différences entre

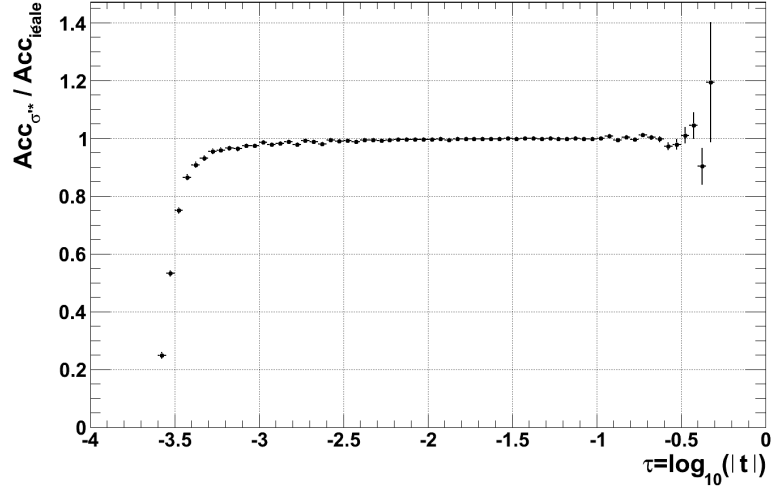


FIGURE 3.26: Rapport de l'acceptance nominale sur l'acceptance avec divergence angulaire.

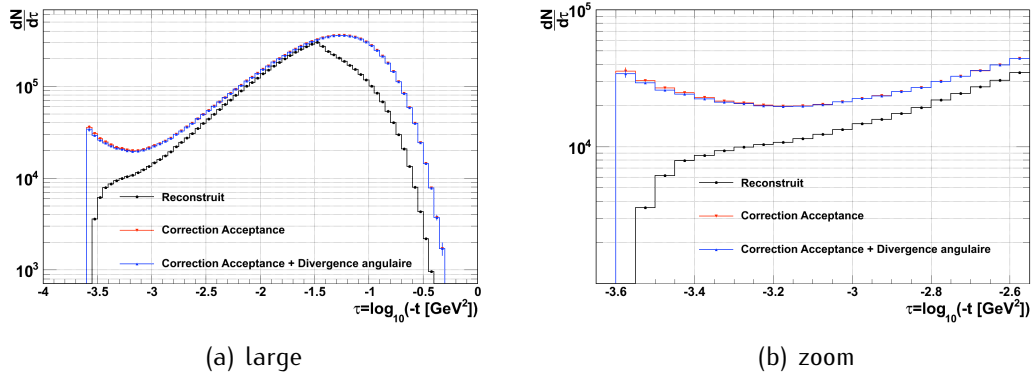
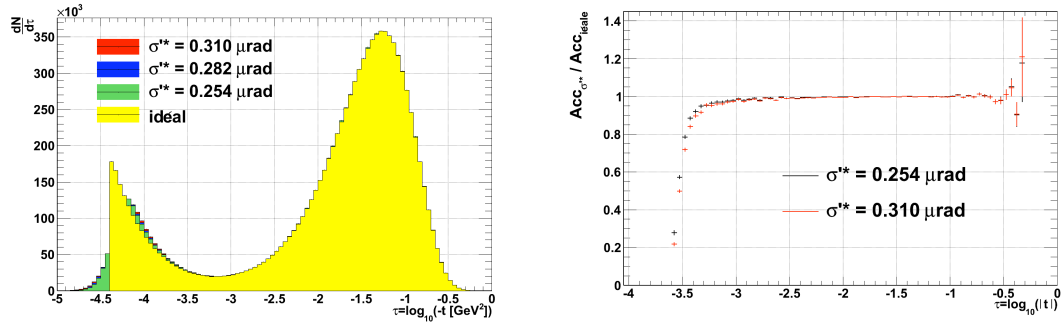


FIGURE 3.27: Illustrations des différentes étapes de correction du spectre reconstruit lorsque la divergence angulaire est prise en compte.

les spectres générés et les acceptances pour les différentes valeurs de divergence angulaire.

Le tableau 3.18 présente les écarts relatifs pour les différents paramètres libres de l'ajustement dans les différents cas étudiés. Nous avons délibérément choisi dans ce cas précis d'étudier ces résultats en fonction de l'intervalle de l'ajustement afin d'illustrer l'impact de la correction du biais introduit à la génération. Plus l'intervalle d'ajustement est petit, moins on sera sensible à cette correction. On constate alors que suivant la valeur de la divergence angulaire, l'évolution des résultats de l'ajustement n'est pas identique. Pour la valeur nominale de $0.282 \mu\text{rad}$, si lorsque que l'on se place sur l'intervalle où l'acceptance est supérieure à 0.3, les résultats des ajustements linéaire et logarithmique ne sont pas cohérents, ils le deviennent à mesure que l'intervalle se rétrécit. Pour la plus grande valeur de divergence angulaire, quelque soit l'intervalle, le biais observé est cohérent entre les deux ajustements et augmente lorsque l'intervalle est plus petit. Si l'on considère désormais la plus petite valeur de divergence angulaire étudiée, on remarque



(a) Spectres générés pour différentes valeurs de divergence angulaire. (b) Rapport des acceptances avec divergence angulaire sur l'acceptance nominale.

FIGURE 3.28: Illustrations des différences entre les spectres générés et les acceptances pour différentes valeurs de divergence angulaire.

que sur les trois intervalles d'ajustement les résultats sont à chaque fois différents. Ceci indique que l'effet est trop faible pour induire un réel biais sur la détermination des paramètres libres.

Pour le calcul du biais total lié aux diverses incertitudes systématiques nous choisirons les valeurs obtenues pour le plus petit intervalle d'ajustement c'est-à-dire celui pour lequel l'acceptance est supérieure à 0.5. Si cela a pour conséquence que les biais observés pour la divergence angulaire seront légèrement surévalués par rapport aux autres, cela nous assure néanmoins qu'ils ont un réel sens physique.

		Écart relatif [%]					
		Acc. >0.3		Acc. >0.4		Acc. >0.5	
		Lin	Log	Lin	Log	Lin	Log
$\sigma^{**} = 0.282 \mu$ rad	\mathcal{L}	+0.18	-0.30	-0.17	-0.77	-0.81	-0.91
	σ_{tot}	-0.14	+0.22	+0.10	+0.45	+0.43	+0.50
	b	-0.49	+0.17	-0.21	+0.14	-0.17	+0.02
$\sigma^{**} = 0.310 \mu$ rad	\mathcal{L}	-0.86	-0.80	-0.84	-0.86	-1.40	-1.39
	σ_{tot}	+0.44	+0.43	+0.44	+0.45	+0.70	+0.70
	b	+0.01	+0.14	+0.02	+0.10	-0.08	-0.05
$\sigma^{**} = 0.254 \mu$ rad	\mathcal{L}	+0.82	+0.59	+0.35	-0.33	-0.24	+0.07
	σ_{tot}	-0.33	-0.20	-0.08	+0.25	+0.19	+0.03
	b	+0.09	+0.17	+0.13	+0.16	+0.02	+0.04

TABLE 3.18: Écart relatif entre les valeurs générées et les valeurs ajustées lié à la divergence angulaire et à l'incertitude systématique sur la mesure de la divergence angulaire.

Dispersion en énergie et étalement transverse du faisceau au point d'interaction

Comme nous l'avons vu précédemment, la contribution du vertex est annihilée par l'optique *parallel to point focusing*. On ne s'attend donc pas à ce qu'il induise un biais important sur les paramètres de l'ajustement. De même, la dispersion en énergie est si faible pour une machine à protons telle que le LHC que son influence sur la mesure est quasi

négligeable. Nous avons donc décidé de simuler ces deux effets sur le même échantillon. Dans ce cas, aucune paramétrisation de l'impact de ces effets sur le spectre généré n'est possible. En conséquence, la correction sera uniquement liée à l'acceptance. Les écarts relatifs obtenus grâce à l'ajustement sont présentés dans la table 3.19.

		Écart relatif [%]	
		Lin	Log
$\Delta E/E = 10^{-4}$ $\sigma_{x,y}^* = 702 \mu\text{m}$	\mathcal{L}	+0.45	+0.14
	σ_{tot}	-0.29	-0.02
	b	-0.47	+0.15

TABLE 3.19: Écart relatif sur la luminosité absolue, la section efficace totale et la pente nucléaire liés à la dispersion en énergie et l'étalement du faisceau au point d'interaction.

On remarque que les résultats de l'ajustement linéaire et logarithmique diffèrent de façon non négligeable, surtout pour la pente nucléaire. Cela peut s'expliquer par des corrélations différentes entre les variables pour les deux ajustements. C'est cette différence observée sur la pente nucléaire qui explique les écarts observés pour la luminosité et la section efficace totale. On pourra quand même déduire de ces chiffres qu'en présence de dispersion en énergie et lorsque que le faisceau n'est pas ponctuel au point d'interaction, la luminosité est légèrement sur-évaluée et la section efficace totale, sous-évaluée. On peut tout de même s'attendre à ce que ces effets soient largement dominés par la divergence angulaire. C'est ce que l'on peut effectivement observer sur la figure 3.29.

3.3.3 Résolution spatiale du détecteur

Cet effet est simulé en modifiant aléatoirement les coordonnées transverses des protons suivant une loi gaussienne d'une largeur de $30 \mu\text{m}$, la résolution du détecteur. Tout comme nous l'avons fait pour la divergence angulaire, nous pouvons étudier l'impact de cet effet sur la valeur du transfert de moment reconstruit :

$$t = (p\theta)^2 = \left(p \frac{u}{L_{eff}} \right)^2 \implies \frac{\Delta t}{t} = 2 \frac{\Delta u}{u} \quad (3.7)$$

Si dans cette dernière formule on remplace u par son expression en fonction de t , on remarque alors que l'écart relatif en t est proportionnel à $1/\sqrt{t}$:

$$\frac{\Delta t}{t} = 2 \frac{p}{L_{eff}} \frac{\Delta u}{\sqrt{t}} \quad (3.8)$$

On peut donc s'attendre à observer de plus grandes différences pour les petites valeurs de transfert de moment t , région où la luminosité est la plus sensible.

Le tableau 3.20 résume les écarts relatifs obtenus entre les paramètres générés et les résultats de l'ajustement. On déduit de cette table que l'erreur systématique associée à la résolution spatiale du détecteur est d'environ 0.25 % sur la luminosité et 0.19 % sur la pente nucléaire. L'erreur systématique liée à la section efficace totale est elle inférieure

		Écart relatif [%]	
		lin	log
Résolution spatiale du détecteur $\sigma_{x,y} = 30 \mu\text{m}$	\mathcal{L}	+0.26	+0.21
	σ_{tot}	-0.08	-0.06
	b	+0.19	+0.19

TABLE 3.20: Écart relatif sur la luminosité absolue, la section efficace totale et la pente nucléaire liés à un résolution spatiale du détecteur de $30 \mu\text{m}$.

au ‰.

Finalement la figure 3.29 présente l'impact sur la reconstruction du moment transféré au point d'interaction des différents effets systématiques présentés ci-dessus. On constate que la divergence angulaire domine largement tous ces effets, la résolution spatiale étant le second effet le plus important. Finalement, la dispersion en énergie et l'étalement du faisceau au point d'interaction sont négligeables devant ces deux effets.

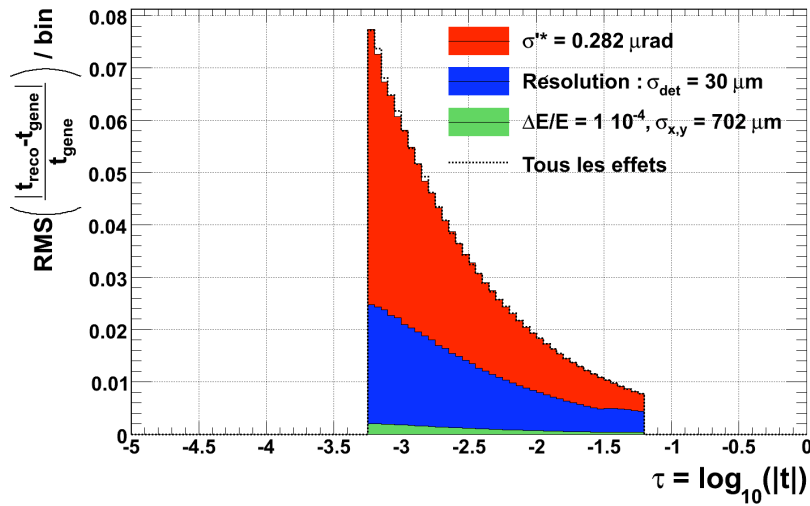


FIGURE 3.29: Impact sur la valeur de t reconstruite des paramètres du faisceau.

3.3.4 Paramètres optiques

L'erreur systématique sur les paramètres optiques est liée à leur mesure. La précision de la mesure de la taille des faisceaux au point d'interaction est d'environ 2 %. Le même ordre de grandeur peut être atteint au niveau des pots romains. La précision de la mesure de l'avance de phase entre le point d'interaction et les pots romains est d'environ 0.2 %.

Cependant si les incertitudes systématiques de ces différents paramètres sont décorrélées, les paramètres eux-mêmes ne le sont pas. L'amplitude des oscillations betatroniques au point d'interaction et aux pots romains ainsi que la différence de phase entre ces deux

points sont liées. Et l'obtention de l'optique *parallel-to-point focusing* crée un lien encore plus fort entre ces paramètres. Le tableau 3.21 présente les résultats du matching lorsque l'on force la valeur du β^* à $\pm 2\%$ de sa valeur nominale. On retrouve le fait que la modification d'un paramètre du faisceau entraîne celle des autres. On remarque alors que les bras de levier résultant sont très proches, avec des écarts relatifs de l'ordre du %.

		Faisceau 1				Faisceau 2			
		RP1		RP2		RP3		RP4	
		x	y	x	y	x	y	x	y
β^*	[m]	2572.0							
β^{RP}	[m]	93.9	126.2	96.8	119.3	90.3	128.9	92.0	123.0
$\Delta\mu$	$2\pi\text{rad}$	0.5353	0.2473	0.5422	0.2527	0.5359	0.2474	0.5431	0.2526
$Leff$	[m]	-108.1	569.64	-130.76	553.85	-107.79	575.71	-130.13	562.38
β^*	[m]	2625.0							
β^{RP}	[m]	95.2	123.9	97.9	117.1	91.5	126.6	93.1	120.8
$\Delta\mu$	$2\pi\text{rad}$	0.5347	0.2471	0.5415	0.2526	0.5353	0.2472	0.5424	0.2525
$Leff$	[m]	-108.13	570.20	-130.69	554.35	-107.81	576.39	-130.15	563.05
β^*	[m]	2677.0							
β^{RP}	[m]	96.4	121.5	99.0	114.9	92.8	124.2	94.2	118.5
$\Delta\mu$	$2\pi\text{rad}$	0.5341	0.2472	0.5409	0.2528	0.5347	0.2473	0.5417	0.2527
$Leff$	[m]	-108.01	570.22	-130.84	554.52	-107.81	576.53	-130.07	563.15

TABLE 3.21: Valeurs des fonctions de Twiss obtenues après matching en considérant l'incertitude sur la mesure du β^* .

On comprend alors que même si la mesure de ces paramètres est entachée d'une erreur, la corrélation entre ces paramètres fait que l'optique résultante est très proche de l'optique nominale. En conséquence les différences attendues sur l'acceptance et sur la reconstruction du moment transféré seront très faibles. Pour s'en convaincre nous avons réalisé le transport du même échantillon de 10 millions de protons élastiques avec les trois différents matching présentés ci-dessus. Dans le cas où la valeur du β^* s'écarte $\pm 2\%$ de celle de l'optique nominal, la reconstruction et la correction d'acceptance sont appliquées avec les paramètres nominaux.

Le tableau 3.22 présente les écarts relatifs entre les valeurs générées et les valeurs des paramètres libres obtenues par ajustement.

Même si l'écart relatif observé est faible, le bon accord entre les deux ajustements nous permet d'en déduire qu'une erreur d'environ 2 % sur la mesure d'un de ces paramètres donne une erreur systématique de 0.3 % sur la luminosité et la pente nucléaire, mais n'a pas d'influence sur la détermination de la section efficace totale. De cette étude il faut aussi retenir que si l'on fait une erreur sur la mesure d'un des paramètres optiques, il est alors impossible d'obtenir exactement la valeur souhaitée sur les autres paramètres. L'opération de matching assure la stabilité du faisceau, et si cette condition est obtenue dans la simulation, elle doit l'être aussi dans la réalité. La mesure des différents paramètres

		Écart relatif [%]	
		lin	log
$\beta_{x,y}^* = 2677 \text{ m}$	\mathcal{L}	+0.20	+0.30
	σ_{tot}	+0.01	-0.03
	b	+0.22	+0.25
$\beta_{x,y}^* = 2572 \text{ m}$	\mathcal{L}	+0.16	+0.27
	σ_{tot}	+0.05	+0.00
	b	+0.26	+0.30

TABLE 3.22: Écarts relatifs sur la luminosité absolue, la section efficace totale et la pente nucléaire liés à l'erreur sur la mesure de la taille du faisceau au point d'interaction.

optiques permettra de mettre en place l'optique souhaitée mais ne servira pas de référence absolue pour la simulation. Il faudra, quoi qu'il arrive refaire l'opération de matching.

3.3.5 Position relative du faisceau par rapport aux pots romains

Dans cette étude nous allons simuler une erreur systématique sur la connaissance de la position du faisceau par rapport aux détecteurs. Les détecteurs supérieurs et inférieurs sont supposés fixes l'un par rapport à l'autre. Nous allons considérer deux configurations différentes. Dans la première, les quatre stations de pots romains sont déplacées verticalement de $+10 \mu\text{m}$. Dans la deuxième les stations situées sur le faisceau 1 seront déplacées de $+10 \mu\text{m}$ et celles situées sur le faisceau 2 de $-10 \mu\text{m}$. Cet effet a pour conséquence de modifier l'acceptance et la reconstruction du moment transféré au point d'interaction.

Dans un premier temps nous allons regarder quel est l'impact sur la reconstruction du moment transféré d'une erreur Δu sur la connaissance de la position relative du faisceau par rapport aux détecteurs. On utilise l'expression (3.1) qui permet de calculer l'angle de diffusion élastique à partir des positions reconstruites dans les stations opposées par symétrie centrale par rapport au point d'interaction. Pour simplifier l'expression on fait ici l'approximation que les positions transverses sont opposées ($u_{gauche} = -u_{droite} = u$), ce qui revient à dire que les bras de levier sont identiques pour les deux faisceaux. On peut alors écrire dans le cas où l'erreur sur la position relative est la même sur les deux faisceaux :

$$\theta_u + \Delta\theta = \frac{1}{2} \left(\frac{u \pm \Delta u}{L_{eff}} - \frac{-u \pm \Delta u}{L_{eff}} \right) \frac{u}{L_{eff}} \Rightarrow \Delta\theta = 0 \quad (3.9)$$

et dans le cas où elle est opposée :

$$\theta_u + \Delta\theta = \frac{1}{2} \left(\frac{u \pm \Delta u}{L_{eff}} - \frac{-u \mp \Delta u}{L_{eff}} \right) = \frac{u}{L_{eff}} + \frac{\Delta u}{L_{eff}} \Rightarrow \Delta\theta = \frac{\Delta u}{L_{eff}} \quad (3.10)$$

On peut conclure des expressions précédentes que dans le cas où l'erreur relative sur la position du faisceau est la même pour les deux faisceaux, l'impact sur la valeur reconstruite de l'angle de diffusion est quasi nul, alors que dans le cas où l'erreur est opposée

pour les deux faisceaux, l'angle est reconstruit avec un biais constant égal à $\Delta u / L_{eff}$. C'est ce qu'illustre la figure 3.30. On remarquera que l'écart relatif pour les plus petites valeurs de t atteint 0.6 %.

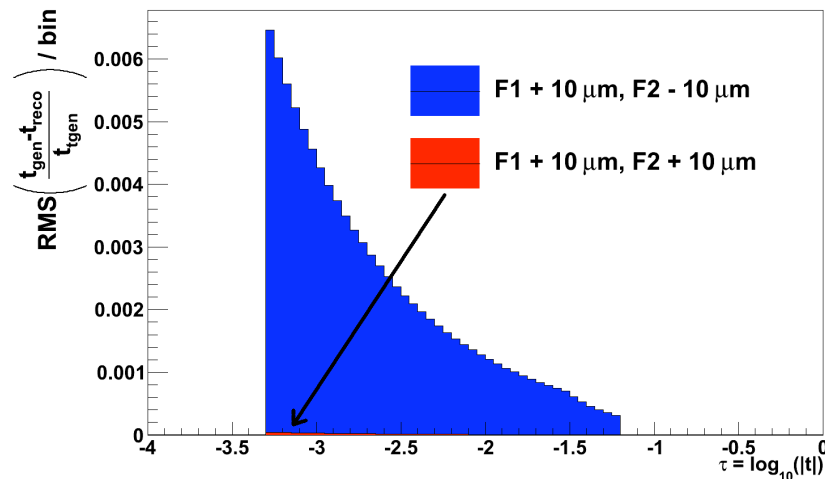


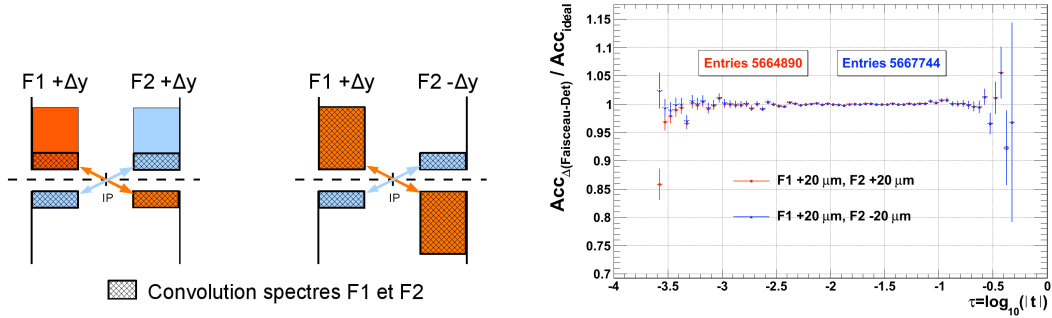
FIGURE 3.30: Impact sur la valeur de t reconstruite de l'erreur sur la connaissance de la position relative du faisceau par rapport aux détecteurs. F1 fait référence au faisceau 1 et F2 au faisceau 2.

Nous allons maintenant considérer l'impact d'une telle erreur sur la correction d'acceptance. La figure 3.31(a) illustre la modification qu'entraîne l'erreur sur la connaissance de la position relative du faisceau par rapport au détecteur dans les deux configurations. On constate alors que contrairement à la reconstruction du spectre, dans le cas où la situation est symétrique, l'effet sur l'acceptance est bien plus important. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 3.31(b) qui présente le rapport des acceptances modifiées sur l'acceptance nominale dans les deux configurations pour un déplacement de $20 \mu\text{m}$. D'après cette dernière observation, on s'attend donc à trouver un impact plus important dans le cas de la deuxième configuration, lorsque l'erreur sur la position relative est opposée pour les deux faisceaux.

Nous avons simulé les différentes configurations avec une erreur de $\pm 10 \mu\text{m}$ et $\pm 20 \mu\text{m}$. Le tableau 3.23 présente les résultats des ajustements pour les différentes configurations. On remarquera que quelque soit la configuration, si l'erreur est de $\pm 10 \mu\text{m}$, l'impact sur les paramètres libres de l'ajustement est négligeable. Cependant dès que cette erreur atteint $\pm 20 \mu\text{m}$, un biais non négligeable est observé par rapport aux valeurs nominales.

3.3.6 Erreur sur la mesure des détecteurs de recouvrement

Les détecteurs de recouvrement mesurent la position relative des pots supérieur et inférieur. Leur principe est basé sur la mesure de la moyenne de la différence des posi-



(a) Les couleurs identifient les distributions qui sont convoluées pour déterminer l'acceptance. La surface hachurée illustre le résultat de la convolution.

(b) Rapport des acceptances modifiées sur l'acceptance idéale, dans les deux configurations de désalignement.

FIGURE 3.31: Modification de l'acceptance dans le cas où l'erreur sur la position relative du faisceau par rapport aux détecteurs est la même ou est opposée pour les deux faisceaux.

tions reconstruites par les détecteurs de recouvrement du pot supérieur et du pot inférieur. L'erreur associée à cette mesure est donc l'erreur sur la moyenne qui est dominée par la statistique. Cette erreur est de l'ordre de 10 μm . Pour en mesurer l'impact sur les paramètres libres de l'ajustement nous introduisons un déplacement vertical de $\pm 5 \mu m$ entre les détecteurs haut et bas. Cet effet modifie donc à la fois la reconstruction du moment transféré, mais aussi l'acceptance géométrique du détecteur.

Le tableau 3.24 présente les résultats de l'ajustement. On constate un bon accord entre les résultats obtenus avec l'ajustement linéaire et ceux obtenus avec l'ajustement logarithmique. De plus, comme on l'attendait, l'effet systématique observé est bien de signe opposé entre les deux configurations.

On peut donc en conclure qu'une erreur systématique de $\pm 10 \mu m$ sur la mesure des détecteurs de recouvrement induit une erreur d'environ $\pm 0.65 \%$ sur la luminosité, de $\pm 0.3 \%$ sur la section efficace totale. L'effet sur la pente nucléaire est négligeable.

3.3.7 Conclusions de l'étude sur les incertitudes systématiques

Le tableau 3.25 résume les écarts relatifs obtenus sur la détermination de la luminosité, de la section efficace totale et de la pente nucléaire en fonction des diverses incertitudes systématiques considérées dans cette étude.

L'étude qui avait été précédemment effectuée à 7 TeV prenait en compte l'incertitude systématique liée au bruit de fond [50] mais n'avait déterminé que l'erreur sur la luminosité. Dans cette présente étude, l'analyse du bruit de fond n'a pas été reconduite, les connaissances sur le sujet n'ayant pas vraiment évolué depuis. Si le bruit de fond physique (diffraction simple) peut être bien décrit au niveau de la simulation, le transport de ces particules jusqu'aux pots romains n'est pas trivial car elles sont *off momentum*. Par ailleurs, le bruit de fond du LHC (événements faisceau-gaz, halo...) ne sera vraiment compris qu'in

		Écart relatif [%]			
		$\Delta y = +10 \mu\text{m}$		$\Delta y = +20 \mu\text{m}$	
		lin	log	lin	log
Faisceau 1 + Δy	\mathcal{L}	+0.01	+0.00	-0.63	-0.63
Faisceau 2 + Δy	σ_{tot}	-0.00	+0.00	+0.30	+0.30
	b	-0.00	-0.00	-0.02	-0.01
Faisceau 1 + Δy	\mathcal{L}	+0.08	-0.05	+0.14	-0.10
Faisceau 2 - Δy	σ_{tot}	-0.04	+0.03	-0.07	+0.05
	b	-0.02	+0.00	-0.01	+0.00
Faisceau 1 - Δy	\mathcal{L}	+0.05	+0.05	-0.58	-0.57
Faisceau 2 - Δy	σ_{tot}	-0.02	-0.03	+0.27	+0.27
	b	+0.00	-0.00	-0.01	-0.01
Faisceau 1 - Δy	\mathcal{L}	+0.02	+0.21	+0.18	+0.42
Faisceau 2 + Δy	σ_{tot}	-0.01	-0.10	-0.09	-0.21
	b	-0.02	-0.00	-0.01	-0.00

TABLE 3.23: Écarts relatifs sur la luminosité absolue, la section efficace totale et la pente nucléaire liés à l'erreur sur la connaissance de la position relative du faisceau par rapport au détecteur.

situ. A titre informatif, la contribution aux systématiques pour le bruit de fond était de ± 1.10 % pour l'ajustement linéaire et 1.51 % pour l'ajustement logarithmique. On peut tout de même comparer les incertitudes systématiques globales obtenues sur la luminosité en excluant le bruit de fond. Les résultats à 5 et 7 TeV sont présentés dans la table 3.26. Les différences observées proviennent principalement d'une différence dans la méthode utilisée. L'ajustement n'a pas été réalisé de la même manière (intervalle, paramètre(s) fixés) et les effets n'ont pas été systématiquement simulés de la même manière. Par exemple, pour l'étude de l'erreur sur la mesure du β^* et de l'avance de phase, le matching n'avait pas été refait. Seule une erreur sur la valeur utilisée pour la reconstruction de t avait été considérée. Or comme nous l'avons vu, les paramètres optiques étant liés, cette hypothèse n'est pas valable.

On obtient une incertitude totale de l'ordre de 1.3 % sur la luminosité et inférieure au % pour la section efficace totale et la pente nucléaire. Et considérant que les différents effets systématiques ont été simulés dans leurs configurations extrêmes, l'impact réel devrait être inférieur aux chiffres obtenus dans cette étude. Il faut aussi compter sur le fait que certaines incertitudes pourraient être améliorées avec l'expérience acquise pendant le fonctionnement du LHC (e.g. position du faisceau par rapport aux détecteurs et paramètres optiques). De plus notre compréhension de ces différentes systématiques ainsi que des moyens de les corriger ne peut que s'améliorer. En conclusion de cette étude, une mesure de la luminosité avec une précision absolue d'environ 2 % est possible à 5 TeV. La section efficace totale peut quant à elle être déterminée avec une précision de l'ordre du pourcent.

		Écart relatif [%]	
		lin	log
Det. sup. +5 μm	\mathcal{L}	+0.65	+0.70
Det. inf. -5 μm	σ_{tot}	-0.32	-0.34
(\Rightarrow Acc. -10 μm)	b	-0.04	-0.03
Det. sup. -5 μm	\mathcal{L}	-0.60	-0.66
Det. inf. +5 μm	σ_{tot}	+0.29	+0.33
(\Rightarrow Acc. +10 μm)	b	+0.01	+0.03

TABLE 3.24: Écart relatif sur la luminosité absolue, la section efficace totale et la pente nucléaire liés à l'erreur sur la mesure des détecteurs de recouvrements.

3.4 Étude sur l'impact du désalignement des aimants

Comme nous l'avons vu précédemment, la détermination de l'acceptance par la simulation est un point crucial pour la mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale proton-proton. Elle doit être calculée en s'approchant le plus possible des conditions de l'expérience. Tout paramètre (courant dans les aimants, propriétés du faisceau...) qui ne peut être connu parfaitement ne peut être correctement simulé. Ceci est une source d'erreur sur le calcul de l'acceptance et donc sur la détermination de la luminosité absolue et de la section efficace totale. Le désalignement des aimants fait partie de ces paramètres. L'objectif de cette étude réalisée à 7 TeV est de mesurer l'impact du désalignement des quadrupoles sur le transport des protons et donc sur le calcul de l'acceptance.

3.4.1 Présentation de l'étude

Les principaux éléments magnétiques présents entre le point d'interaction et les pots romains sont le triplet de focalisation final (Q1, Q2 et Q3), les dipôles de séparation des faisceaux (D1 et D2) et les quadrupoles Q4, Q5 et Q6. Dans notre étude, seul le faisceau 1 est modifié et seuls les quadrupoles Q4, Q5 et Q6 sont désalignés (voir figure 3.32).

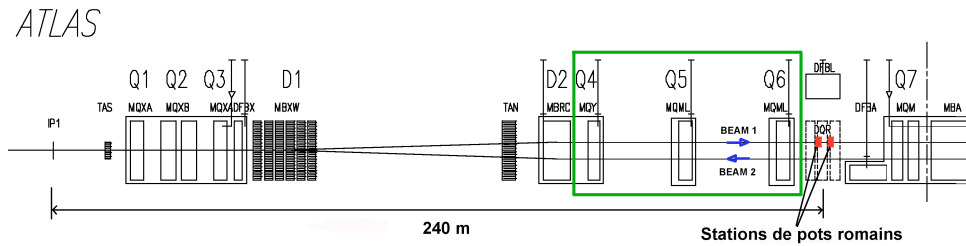


FIGURE 3.32: Les quadrupoles sur lesquels sont appliqués les déplacements sont encadrés en vert.

Nous allons nous concentrer sur les déplacements verticaux des aimants car l'optique *parallel to point focusing* est établie dans cette direction et l'acceptance est entièrement liée à des pertes dans la direction verticale. La précision sur l'alignement relatif des quadrupoles est d'environ 250 μm [57]. Pour commencer, nous désalignons Q4, Q5 et Q6 l'un

	\mathcal{L}		σ_{tot}		b	
	lin	log	lin	log	lin	log
Résultat nominal	73.82	74.19	105.30	104.93	18.12	17.98
Erreur statistique [%]	± 0.69	± 0.71	± 0.35	± 0.36	± 0.11	± 0.11
$\sigma^* = 0.282 \mu\text{rad}$	-0.80	-0.91	+0.43	+0.50	-0.17	0.02
$\Delta E/E = 10^{-4}$, $\sigma_{x,y}^* = 702 \mu\text{m}$	+0.45	+0.14	-0.29	-0.02	-0.47	+0.15
Résolution spatiale $30 \mu\text{m}$	+0.26	+0.21	-0.08	-0.06	+0.19	+0.19
$\beta_{x,y}^* = 2677 \text{ m}$	+0.20	+0.30	+0.01	-0.03	+0.22	+0.25
$\beta_{x,y}^* = 2572 \text{ m}$	+0.16	+0.27	+0.05	+0.00	+0.26	+0.30
$\Delta(\text{faisceau} - \text{détecteur}) \pm 20 \mu\text{m}$	-0.60	-0.60	+0.30	+0.30	+0.00	+0.00
Acceptance $+10 \mu\text{m}$	+0.65	+0.70	-0.32	-0.34	-0.04	-0.03
Acceptance $-10 \mu\text{m}$	-0.60	-0.66	+0.29	+0.33	+0.01	+0.03
Total systématiques	+0.86	+0.80	+0.52	+0.60	+0.29	+0.35
	-1.00	-1.12	-0.44	-0.35	-0.50	-0.03

TABLE 3.25: Résumé des écarts relatifs sur la luminosité absolue, la section efficace totale et la pente nucléaire liés aux différentes erreurs systématiques. Le total des incertitudes systématiques est calculé en effectuant la somme quadratique des différentes contributions donc en supposant qu'elles sont décorrélées.

après l'autre. Par la suite, d'autres combinaisons seront simulées comme le montre le tableau 3.27. Un module de MadX permet de gérer tous les types de désalignements pour les différents quadrupoles.

3.4.2 Impact du désalignement des aimants

Cette simulation est effectuée avec le module *ThinTrack*, qui réalise un traitement linéaire de l'optique. Par conséquent, le déplacement d'un quadrupole de Δy est équivalent à un quadrupole centré dans lequel les particules entreraient avec un déplacement vertical de Δy :

$$\begin{pmatrix} y_{\text{après}} \\ y'_{\text{après}} \end{pmatrix} = M_{\Delta y} \begin{pmatrix} y_{\text{avant}} \\ y'_{\text{avant}} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} y_{\text{avant}} + \Delta y \\ y'_{\text{avant}} \end{pmatrix}$$

où M représente la matrice symbolisant le quadrupole comme elle a été définie au chapitre § 2. La conséquence du déplacement des quadrupoles sera donc que l'orbite fermée, qui représente la trajectoire stable des particules dans l'accélérateur, ne se trouve plus au centre du tube à vide. Lorsque que nous avons appliqué la configuration de désalignement, l'opération de *matching* est effectuée. Lors de cette opération, les forces des quadrupoles sont recalculées afin d'assurer la stabilité du faisceau. L'orbite stable du faisceau recalculée ne coïncide plus avec l'orbite nominale de l'accélérateur, i.e. celle qui passe au centre du tube à vide.

La figure 3.33 présente le déplacement de l'orbite fermée dans la configuration la plus

	7 TeV	5 TeV
lin	$\pm 1.90 \%$	+0.86 %
		-1.00 %
log	$\pm 2.07 \%$	+1.80 %
		-1.12 %

TABLE 3.26: Somme quadratique de l'impact sur la luminosité des effets systématiques à 7 et 5 TeV. Le bruit de fond n'est pas inclu.

	Q4	Q5	Q6	+++	++-	+ - +	+ - -
Q4	+250	0	0	+250	+250	+250	+250
Q5	0	+250	0	+250	+250	-250	-250
Q6	0	0	+250	+250	-250	+250	-250

TABLE 3.27: Différentes configurations de désalignement qui mettent en jeu les quadrupoles Q4, Q5 et Q6 avec les déplacements correspondants exprimés en μm . Par exemple la configuration appelée "+ - +" signifie que Q4 et Q6 sont déplacés verticalement de +250 μm tandis que Q5 est déplacé de -250 μm .

extrême ("+++"). Cette trajectoire n'est pas uniquement modifiée au niveau des quadrupoles déplacés mais aussi en amont et aval. Le déplacement de l'orbite compense le fait que les protons ne circulent plus sur une orbite qui passe par le centre magnétique des quadrupoles.

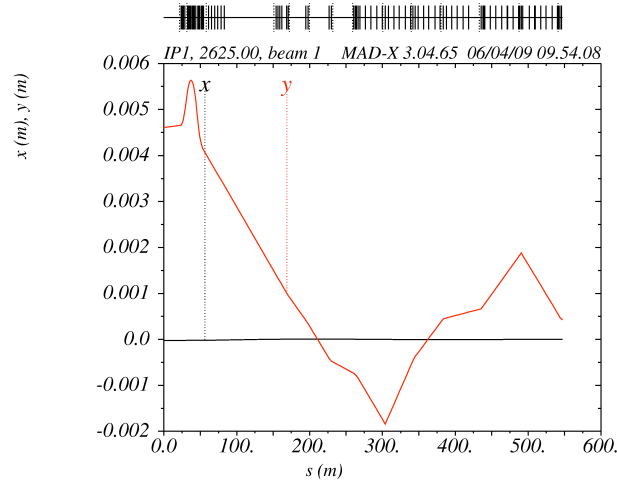


FIGURE 3.33: Déplacement de l'orbite fermée par rapport à l'orbite de référence pour la configuration "+++".

On peut donc s'attendre à ce que sans aucune correction, si le faisceau n'est plus centré, l'acceptance globale soit modifiée. C'est ce qu'illustre la figure 3.34 qui représente le

rapport de l'acceptance pour une orbite modifiée par le désalignement par celle d'une orbite idéale. On constate que le rapport est systématiquement inférieur à un. La figure 3.35 explique pourquoi, quelque soit le déplacement vertical du faisceau, l'acceptance globale, qui est la convolution des acceptances des stations de pots romains droites et gauches, est nécessairement inférieure à celle du cas idéal. Cela veut dire que si on est incapable de détecter le désalignement et donc de le prendre en compte dans la simulation, l'acceptance calculée sera supérieure à l'acceptance réelle. Dans ce cas, la correction appliquée ne suffira pas à corriger entièrement le spectre.

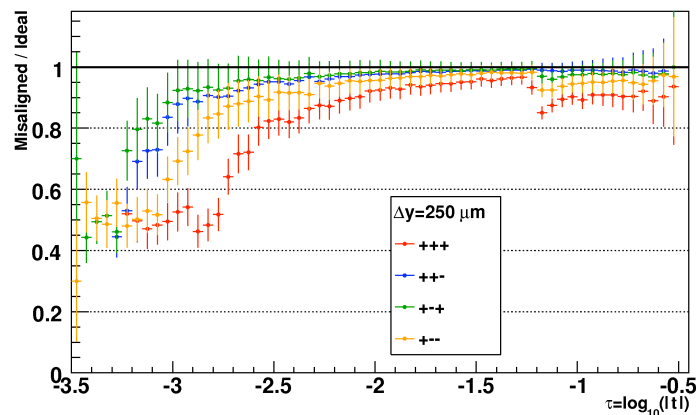


FIGURE 3.34: Rapport de l'acceptance déterminée dans les différentes configurations de désalignement sur celle du cas idéal.

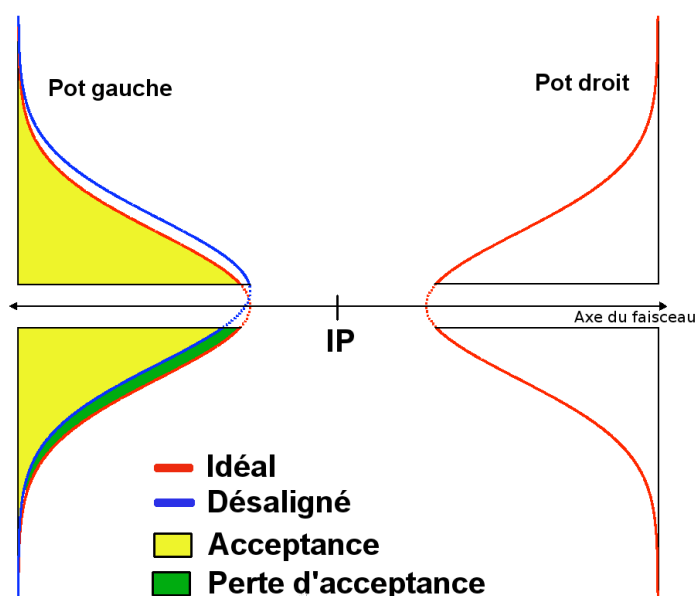


FIGURE 3.35: Illustration de la baisse de l'acceptance due au déplacement du faisceau. La convolution des distributions enregistrées dans les pots gauches et droits ne peut que réduire l'acceptance globale.

Mais ce n'est pas le seul effet. Comme nous l'avons dit dans la section précédente, le

déplacement des aimants est équivalent au premier ordre à une translation de la position des protons au niveau des détecteurs. Dans l'hypothèse où nous n'avons pas connaissance de ces déplacements, la valeur du t reconstruite sera donc faussée par cette translation. C'est ce qu'illustre la figure 3.36. On voit que pour les petites valeurs de t , l'erreur relative peut atteindre 100 %.

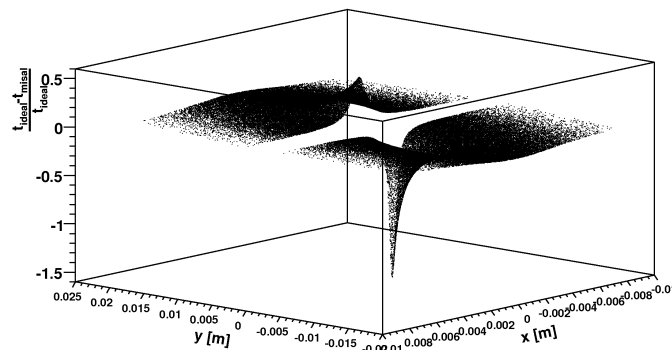


FIGURE 3.36: Ecart relatif sur la valeur de t reconstruite entre l'optique désalignée et l'optique idéale (sur cet exemple seul Q4 est déplacé de +250 μm).

Cela montre que dans le cas où l'optique serait désalignée et que l'on ne puisse le détecter, le spectre reconstruit puis corrigé serait très différent du spectre généré. Cependant ce cas ne saurait se produire : il existe l'instrumentation pour détecter le déplacement de l'orbite fermée ainsi que les outils pour la corriger.

3.4.3 Correction de l'orbite fermée

Au LHC, chaque quadrupole est équipé d'un *Beam Position Monitor* (BPM) et d'un correcteur électrostatique [1]. Ceux-ci sont situés de part et d'autre du quadrupole. La position du faisceau donnée par les BPM est analysée et permet de régler les valeurs des forces à appliquer à chaque correcteur. Le but de la correction est de compenser le déplacement des aimants afin que localement, l'orbite fermée se situe au plus près de l'orbite nominale. Cette procédure est réalisée en utilisant un algorithme de correction basé sur l'algorithme MICADO [58]. Ce dernier est implémenté dans MadX et nous l'avons utilisé pour corriger l'orbite fermée une fois les quadrupoles déplacés.

La correction de l'orbite fermée est effectuée pour les différentes configurations présentées dans le tableau 3.27. Pour la suite nous considérerons que l'erreur de mesure sur les BPM ($\approx 30 \mu\text{m}$) est négligeable devant le déplacement des quadrupoles [59].

La figure 3.37 représente le déplacement vertical de la position des protons dans les pots romains induit par le désalignement des aimants avant et après la correction. On constate que l'on peut annihiler l'effet de déplacements allant jusqu'à 2 mm comme c'est le cas dans la configuration "+ + +". Si pour la plupart des configurations, la correction

permet de retrouver l'état initial, pour certaines, quelques légères différences subsistent.

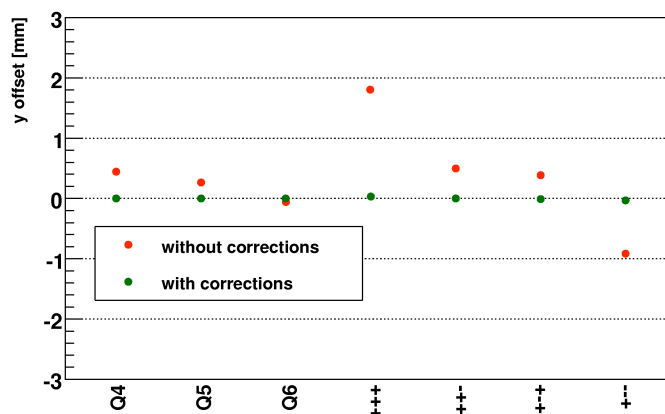


FIGURE 3.37: Déplacement vertical de la position des protons dans les pots romains avant et après correction de l'orbite fermée.

C'est ce qu'indique également la figure 3.38 qui représente la valeur de l'acceptance avant et après correction. On remarque sur cette figure que dès lors que le quadrupole Q6 est déplacé, comme c'est le dernier sur le LHC avant les pots romains, on ne peut pas corriger pleinement l'orbite avant que les protons n'atteignent les pots romains. On constate également que lorsque les quadrupoles Q5 et Q6 sont déplacés dans des directions opposées (par exemple les configurations "+ + -" et "+ - +"), les effets se compensent et la correction converge plus rapidement que lorsque les désalignements sont dans le même sens ("+++" et "+ - -").

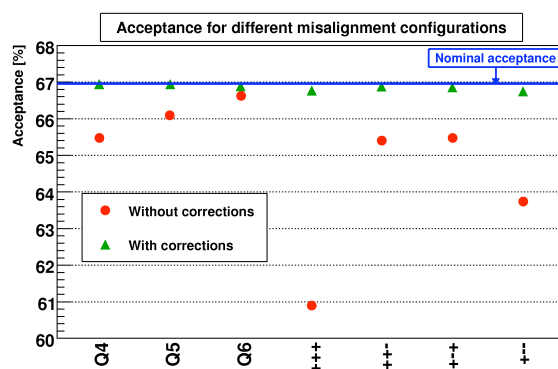


FIGURE 3.38: Valeur de l'acceptance avant et après correction pour les différentes configurations de désalignements.

L'information importante à retenir de cette section est que la correction de l'orbite fermée permet de retrouver l'acceptance initiale. Même si la trajectoire des protons dans l'accélérateur n'est pas la trajectoire idéale, les pertes liées au faisceau changent très peu ($\approx 1\%$). Le fait que le faisceau ne soit plus parfaitement centré au niveau des pots romains est équivalent à une erreur sur la position relative du détecteur par rapport au

centre du faisceau.

3.4.4 Erreur sur la mesure de la luminosité et de la section efficace totale proton-proton

Afin de mesurer l'impact d'une ligne optique non idéale sur la mesure de la luminosité absolue, il faut appliquer la correction d'acceptance. Idéalement, il faudrait connaître tous les paramètres de désalignement de chacun des quadrupoles de la ligne de faisceau ainsi que la valeur des champs appliqués dans chaque correcteur. Toutes ces données seraient utilisées comme paramètres d'entrée pour MadX et nous pourrions alors calculer l'acceptance en étant au plus proche de la réalité. Mais comme tous ces paramètres ne sont pas connus, la simulation sera incomplète et l'impact sur l'acceptance sera non négligeable.

Lors du fonctionnement du LHC, la correction de l'orbite se fait dans un premier temps grâce à MadX et à la méthode présentée ci-dessus. Les forces des correcteurs sont ensuite ajustées de nouveau afin de palier aux légères différences qui peuvent subsister entre la simulation et la réalité [60]. Cependant, il est tout à fait possible qu'avec les nouveaux paramètres, le programme MadX ne puisse pas calculer l'orbite fermée et donc que nous soyons dans l'incapacité d'en déduire l'acceptance. Dans ce cas, il est plus juste de considérer qu'une fois le faisceau corrigé dans la machine, l'orbite fermée est plus proche de l'orbite nominale que ne le serait une orbite corrigée approximativement à l'aide de la simulation par rapport à l'orbite réelle.

Pour obtenir le spectre corrigé, nous utilisons donc le spectre reconstruit avec la configuration désalignée puis corrigée par l'acceptance déterminée dans le cas idéal. La figure 3.39 présente le résultat du lissage des spectres reconstruits dans le cas idéal et dans la configuration “+ + +”. On constate nettement un déficit de correction lié à la baisse de l'acceptance dans la région de Coulomb, i.e. pour $\log_{10}(|t|) < -3$.

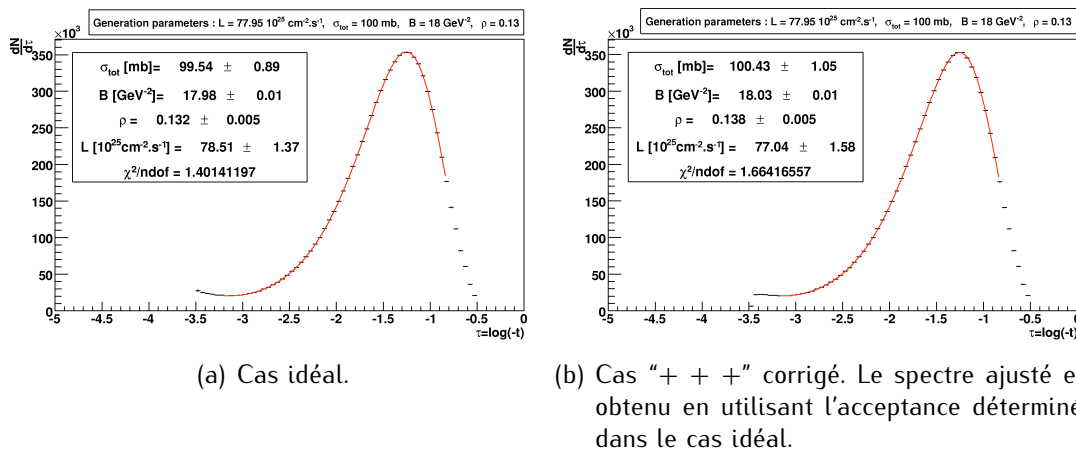


FIGURE 3.39: Résultat du lissage des spectres corrigés dans le cas idéal et dans le cas où la ligne a été désalignée, puis corrigée.

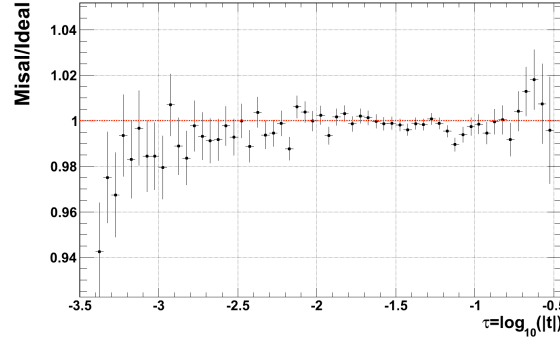


FIGURE 3.40: Rapport du spectre corrigé avec désalignement par l'acceptance idéale sur le spectre généré.

Le rapport du spectre corrigé sur le spectre généré est présenté sur la figure 3.40. On peut constater des effets jusqu'à 2% pour les plus petites valeurs de t . Comme la conséquence du désalignement des quadrupoles est la diminution de l'acceptance, la correction appliquée ne sera pas suffisante pour recouvrir pleinement le spectre généré. Cet effet est d'autant plus important que l'on s'approche des petites valeurs de t . Donc le pic caractérisant l'entrée dans la région de Coulomb est moins important. Or c'est dans cette région du spectre que la luminosité absolue et la section efficace totale sont le moins corrélées. Si le spectre s'affaisse principalement dans cette région, la valeur de la luminosité sera sous-évaluée et donc celle de la section efficace totale sur-évaluée. Si l'on se place dans la pire configuration de désalignement, i.e. "+ + +", on obtient -1.9% d'incertitude sur la luminosité absolue et +0.8% sur la section efficace totale.

Une étude précédente [50] a montré que l'incertitude systématique sur la luminosité liée à une erreur relative sur la position du détecteur par rapport au centre du faisceau de $\pm 10 \mu\text{m}$ est de 1.3 %. Dans notre étude, le déplacement résiduel après correction de l'orbite est $\approx 10 \mu\text{m}$. On peut expliquer la différence observée par le fait que dans l'étude précédente, la différence sur l'acceptance n'était pas prise en compte, le déplacement vertical étant appliqué a posteriori sur la position reconstruite.

L'incertitude systématique liée au désalignement des dipôles est relativement importante par rapport aux autres effets. Cela est en grande partie dû aux nombreuses hypothèses réalisées. Une bonne communication et un rapport étroit avec le groupe machine au moment de la prise de données devrait nous permettre de mieux comprendre les conséquences de tels effet et d'en limiter l'impact sur la mesure.

Par ailleurs il faut noter que cette étude a été réalisée au printemps 2009 en utilisant comme valeur de déplacement canonique la tolérance de $250 \mu\text{m}$ demandée sur le positionnement relatif des aimants. Lors du démarrage du LHC à l'automne 2009, les premières études ont montré que le désalignement était plutôt de $150 \mu\text{m}$ [57]. L'effet présenté dans cette section est donc sûrement surévalué, ce qui est une bonne chose !

3.5 Étude sur l'évolution de la mesure en fonction \sqrt{s}

Étant donnés les derniers changements de programme qu'a connu le LHC, il est tout à fait envisageable que la mesure de la luminosité par le détecteur ALFA soit effectuée à plusieurs énergies. Dans cette étude nous avons considéré trois énergies possibles : 3.5, 5 et 7 TeV par faisceau.

Il faut noter que cette étude suppose qu'on peut utiliser la même optique, aussi bien à 3.5 qu'à 7 TeV, la seule différence venant de la force des éléments magnétiques. Ceci pourrait être remis en question si par exemple les conditions d'ouverture du LHC était trop différentes. Une étude sur ce sujet est en cours mais n'a pas encore abouti à des résultats définitifs.

Nous allons uniquement nous intéresser aux résultats obtenus avec les paramètres d'un faisceau idéal, c'est-à-dire, sans divergence angulaire, sans étalement du faisceau au point d'interaction et sans divergence en énergie. Nous avons fixé arbitrairement les valeurs des paramètres de la diffusion élastique (voir table 3.28) afin qu'ils soient différents pour les différentes énergies, mais là n'est pas l'intérêt de l'étude qui se concentrera principalement sur les résultats du transport et donc de l'acceptance qui définit l'intervalle de l'ajustement.

Énergie	$\sigma_{el\ eff}(\text{PYTHIA})$ [mb]	\mathcal{L} [$10^{25}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$]	σ_{tot} [mb]	b [GeV^{-2}]	ρ
7 TeV	40.49	68.61	110	18	0.12
5 TeV	37.46	74.16	105	18	0.13
3.5 TeV	34.57	80.36	100	18	0.14

TABLE 3.28: Paramètres utilisés pour la génération de la section efficace différentielle élastique.

Pour chaque énergie, deux échantillons de 10 millions d'événements sont générés avec chacun une *seed* différente. Le spectre reconstruit avec le premier échantillon sera corrigé par l'acceptance déterminée avec le deuxième échantillon.

La figure 3.41 représente les trois spectres générés. Étant donnés les paramètres utilisés pour la génération aux différentes énergies (voir table 3.28), on retrouve sur les spectres générés, les variations observées sur la figure 3.23.

La figure 3.42 présente les figures de diffusion élastique au niveau des pots romains pour les trois énergies simulées. On remarque que pour une même valeur de t , plus l'énergie est basse, plus la figure de diffusion au niveau des pots romains est étalée. Les bandes de couleur représentant des intervalles de t différents sont de plus en plus larges à mesure que l'énergie diminue. Cela a plusieurs conséquences sur l'acceptance. Plus l'énergie diminue et plus on peut atteindre des petites valeurs de t mais plus les pertes liées au transport sont importantes. On remarque également que pour $E = 3.5$ TeV, on perd une partie des protons diffusés dans le plan horizontal.

C'est ce que l'on constate sur la figure 3.43 qui présente les spectres reconstruits à 7,

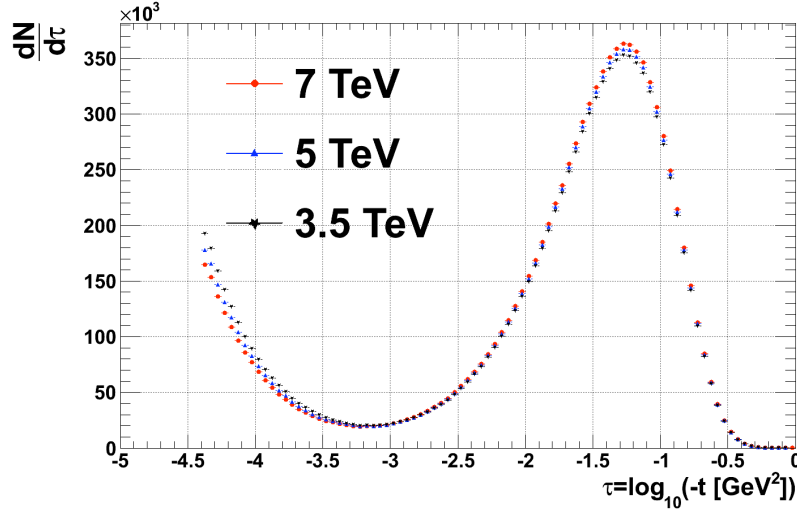


FIGURE 3.41: Spectres générés à 7, 5 et 3.5 TeV par faisceau avec les paramètres définis dans la table 3.28.

5 et 3.5 TeV. On retrouve ici le fait que plus l'énergie diminue, plus la région de Coulomb est approchée mais plus les pertes sont importantes pour les grandes valeurs de $|t|$, c'est-à-dire dans la région nucléaire.

La figure 3.44 présente l'acceptance en fonction de $\log_{10}(|t|)$ pour les trois énergies simulées. L'observation faite précédemment se caractérise ici par un déplacement de l'acceptance vers les petites valeurs de $|t|$ lorsque l'énergie diminue. Ce déplacement a un impact important sur l'intervalle de l'ajustement. Ce dernier est arbitrairement défini par la région en $|t|$ pour laquelle l'acceptance est supérieure à 50 %. Le tableau 3.29 présente les différents intervalles d'ajustement en fonction de l'énergie.

Énergie	t_{min}		t_{max}	
	lin	log	lin	log
7 TeV	$8.4 \cdot 10^{-4}$	-3.075	$13.3 \cdot 10^{-2}$	-0.875
5 TeV	$6.7 \cdot 10^{-4}$	-3.175	$6.7 \cdot 10^{-2}$	-1.175
3.5 TeV	$4.2 \cdot 10^{-4}$	-3.375	$3.3 \cdot 10^{-2}$	-1.475

TABLE 3.29: Intervalle de l'ajustement pour 7, 5 et 3.5 TeV.

Les différences observées devraient se caractériser au niveau de l'ajustement par une amélioration de la précision sur la luminosité \mathcal{L} et la section efficace totale σ_{tot} mais une détérioration de la précision sur la la pente nucléaire b lorsque l'énergie diminue. C'est ce que l'on constate dans le tableau 3.30.

Pour conclure, lorsque l'énergie dans le centre de masse diminue, la région de Coulomb est mieux approchée. Comme dans cette région la luminosité absolue et la section efficace totale sont décorréliées, il est normal d'observer une amélioration de l'erreur sur ces deux paramètres. Cependant, l'angle de diffusion élastique des particules étant plus important,

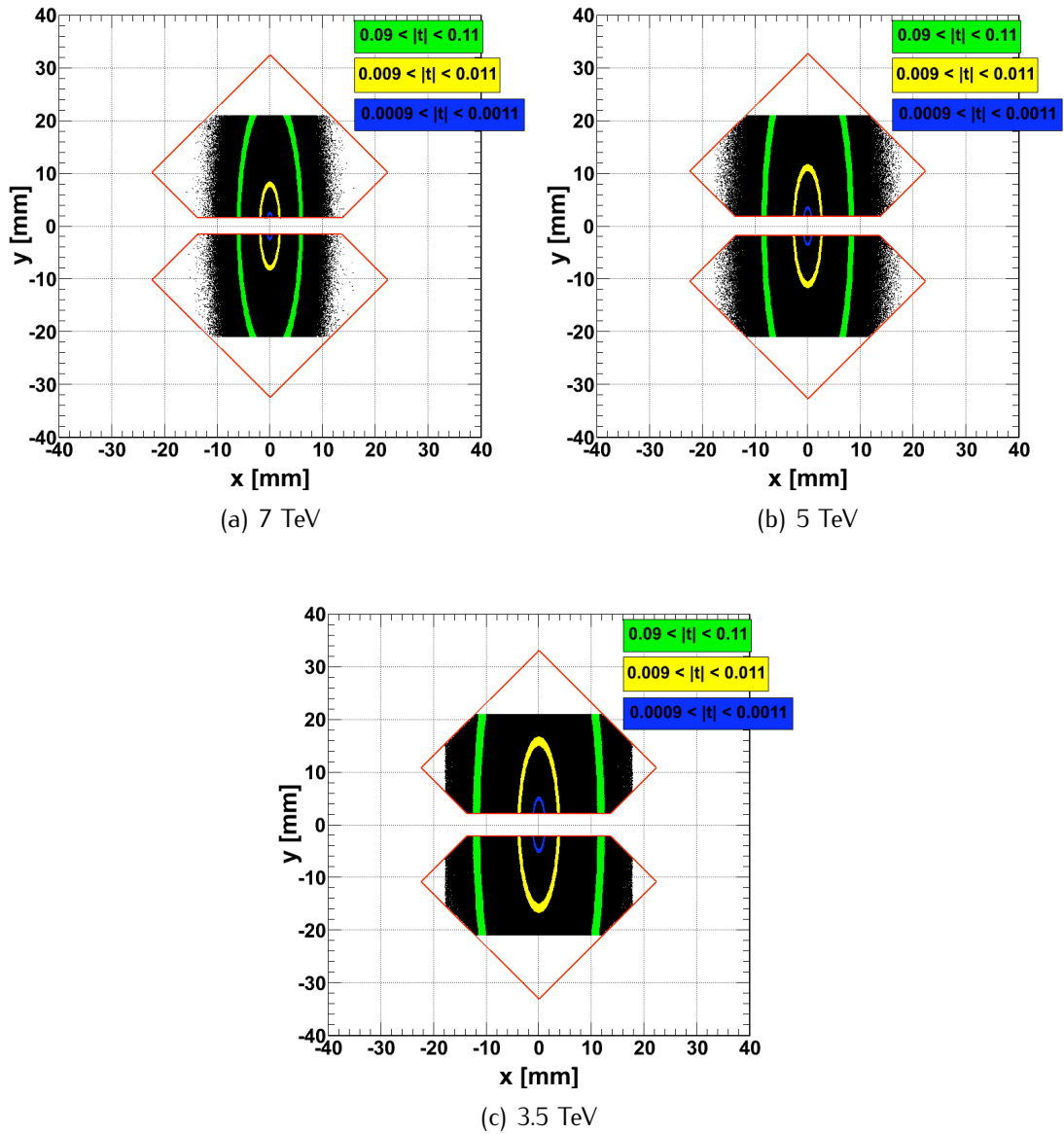


FIGURE 3.42: Figures de diffusion élastique au niveau des pots romains obtenues avec les différentes énergies simulées.

les pertes liées au transport sont plus importantes. En conséquence, l'ajustement de la pente nucléaire se voit entaché d'une erreur plus grande. Le paramètre ρ ayant une influence dans la partie centrale du spectre, la diminution de l'énergie influence très peu la précision de son ajustement.

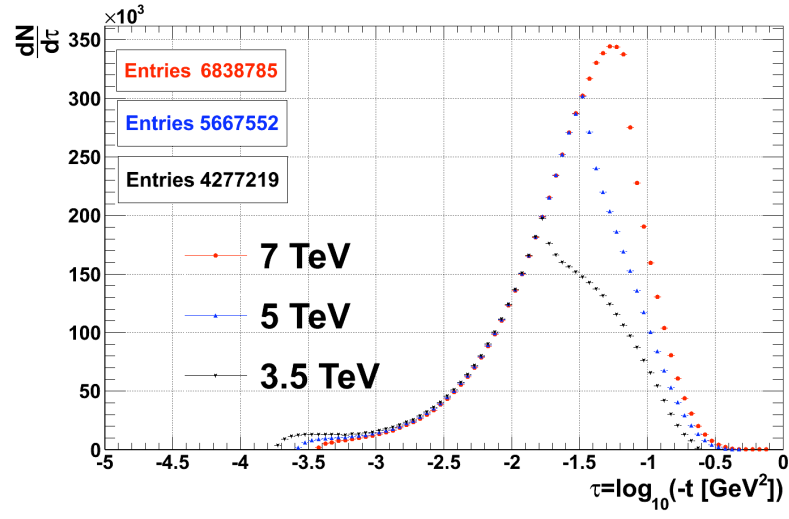


FIGURE 3.43: Acceptance en fonction de $|t|$ à 7, 5 et 3.5 TeV par faisceau avec les paramètres définis dans la table 3.28.

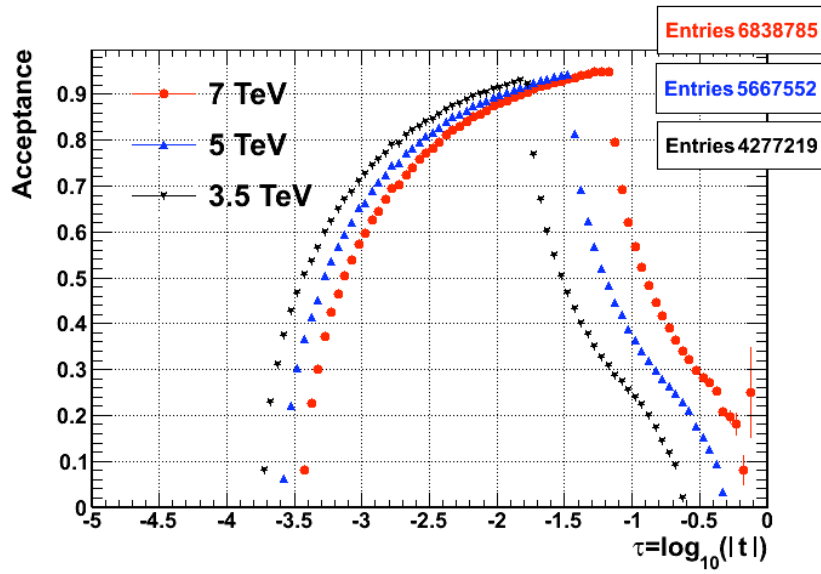


FIGURE 3.44: Acceptance en fonction de $|t|$ à 7, 5 et 3.5 TeV par faisceau avec les paramètres définis dans la table 3.28.

Paramètres	Énergie	Type de Fit	Valeur	erreur absolue	erreur relative
\mathcal{L} [$10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	7 TeV	log	66.97	2.28	3.4
		lin	70.00	3.46	4.9
	5 TeV	log	74.07	1.72	2.3
		lin	73.33	1.82	2.5
	3.5 TeV	log	79.32	1.04	1.3
		lin	79.85	1.12	1.4
σ_{tot} [mb]	7 TeV	log	111.30	1.92	1.73
		lin	108.83	2.73	2.50
	5 TeV	log	105.06	1.23	1.17
		lin	105.56	1.32	1.25
	3.5 TeV	log	100.71	0.65	0.64
		lin	100.37	0.69	0.69
b [GeV^{-2}]	7 TeV	log	17.95	0.02	0.10
		lin	18.02	0.02	0.12
	5 TeV	log	17.99	0.042	0.23
		lin	18.02	0.045	0.25
	3.5 TeV	log	18.08	0.11	0.61
		lin	18.19	0.12	0.65
ρ	7 TeV	log	0.110	0.007	6.24
		lin	0.122	0.009	7.32
	5 TeV	log	0.124	0.007	5.34
		lin	0.125	0.007	5.52
	3.5 TeV	log	0.135	0.006	4.65
		lin	0.139	0.006	4.70
$\chi^2/ndof$	7 TeV	log	1.01744		
		lin	0.99452		
	5 TeV	log	0.90496		
		lin	1.04061		
	3.5 TeV	log	0.97198		
		lin	0.98628		

TABLE 3.30: Résultats de l'ajustement des spectres corrigés aux différentes énergies simulées.

Chapitre 4

Description du détecteur ALFA

4.1 La mécanique des Pots Romains

La technique des pots romains a déjà été utilisée avec succès dans de nombreuses expériences qui nécessitaient d'approcher le faisceau de très près [37, 41, 42, 43, 44, 45]. Les pots utilisés s'inspirent de ceux de l'expérience TOTEM. Leur conception a été repensée pour satisfaire aux contraintes liées à l'expérience ATLAS. Les pots romains sont montés sur un support qui permet le mouvement vertical des détecteurs afin d'approcher le faisceau par en dessus et par en dessous. Ils ont été conçus afin de pouvoir approcher le faisceau circulant à une distance équivalente à 10σ en unité de taille du faisceau. La figure 4.1 montre le principe des pots romains. Les détecteurs sont insérés dans le tube du faisceau lors de la prise de données et sont rétractés lorsqu'ils ne sont pas utilisés afin de les protéger des particules du halo. Les détecteurs sont dans tous les cas dans l'ombre des collimateurs.

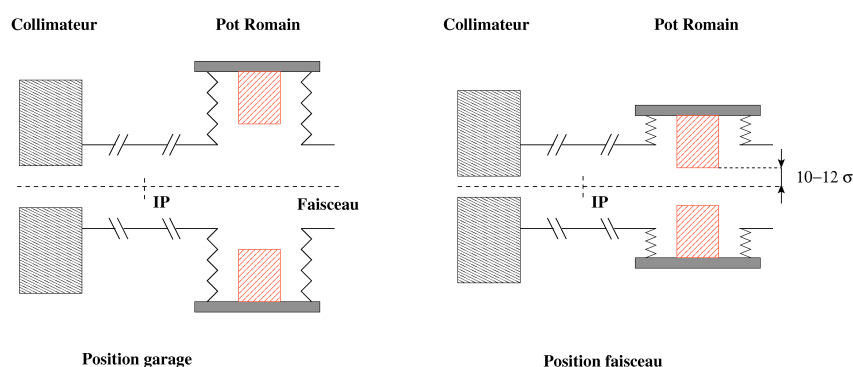


FIGURE 4.1: Principe des pots romains. Ils peuvent être approchés du faisceau pendant la prise de données ou être rétractés lorsqu'ils ne sont pas utilisés.

Deux unités de deux pots romains chacune séparées de 4 m sont installées de chaque côté du point d'interaction (figure 4.2), entre les *dump resistor boxes* ou DQR¹. Comme nous l'avons vu précédemment cela a pour conséquence de devoir adapter l'optique du LHC à la position des pots romains.

1. Les *dump resistor boxes* sont des boîtes de résistances servant à dissiper l'énergie des dipôles ou quadrupoles en cas de quench (transition de l'état supraconducteur à l'état normal)

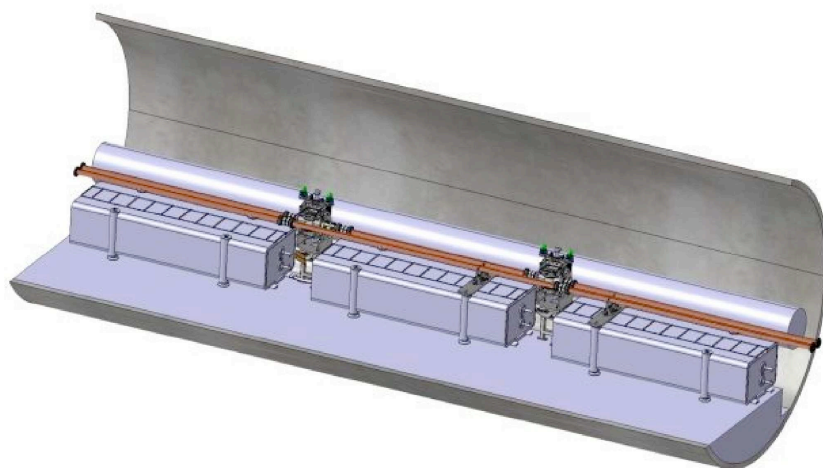


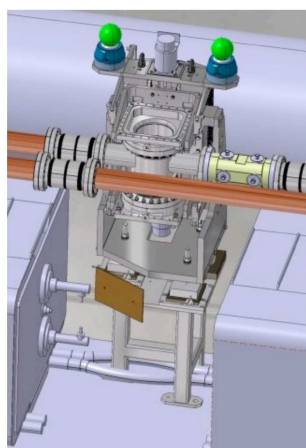
FIGURE 4.2: Vue des deux stations de deux pots romains installées d'un même côté du point d'interaction. Les stations sont séparées d'environ 4 m.

Le support des pots Il permet le mouvement indépendant des pots haut et bas grâce à une vis tournante de haute précision actionnée par un moteur pas à pas. Afin de garantir la sécurité lors des phases de mouvements, ces systèmes sont les mêmes que ceux développés par le groupe de collimation du LHC. Le support est fixé au tube à vide du LHC comme le montre la figure 4.3(a). La forme des pieds s'adapte à l'environnement du tunnel, une marge de sécurité est conservée par rapport aux DQRs.

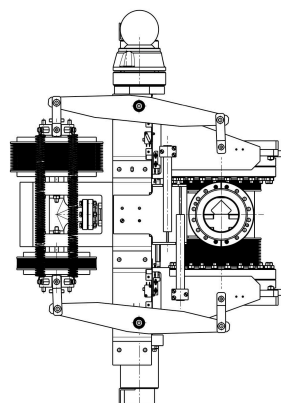
Deux soufflets visibles sur la figure 4.3(b) servent à compenser la force exercée par le vide primaire du LHC sur les pots². En effet celui-ci exerce une force de 2.7 kN qui attire les pots vers l'intérieur du tube à vide. Si à cela on ajoute le poids des divers éléments, les soufflets doivent fournir une force de rappel de l'ordre de 3.6 kN vers le haut et de 2.5 kN vers le bas.

Les pots La figure 4.4 montre un pot romain dans lequel est inséré le détecteur. Chaque pot accueille un trajectographe principal et deux détecteurs de recouvrement. Ces deux parties sont présentées dans les sections suivantes. La fenêtre du bord inférieur du pot romain est amincie par rapport au reste pour atteindre une épaisseur de 250 μm . Cette épaisseur est calculée à la fois pour supporter les déformations dues à la différence de pression entre le vide primaire du LHC et le vide secondaire présent dans le pot mais aussi pour assurer une approche maximale du centre du faisceau. Sur chaque pot deux extrusions présentes sur la face inférieure (resp. supérieure) pour le pot du haut (resp. bas) permettent d'accueillir les détecteurs de recouvrement dont le principe sera donné au § 4.2.2.

2. Ce système de compensation a dû être modifié (élévation du soufflet inférieur) par la suite car il entraînait en conflit avec les lignes de transfert de l'hélium appelée QRL (tube visible sur la figure 4.2 présent entre les support et la paroi du tunnel). Ce conflit découvert au printemps 2009 trouve son origine dans une différence entre le plan de conception des tubes et leur implantation.



(a) Vue d'artiste du support des pots romains. Il est directement fixé sur le tube à vide du LHC. A l'arrière on aperçoit la QRL.



(b) Schéma du support des pots romains. On peut voir le système de compensation dans la configuration particulière où le pot supérieur est inséré entièrement dans le tube du LHC alors que celui du bas est en position rétractée.

FIGURE 4.3: Vues du support des pots romains.

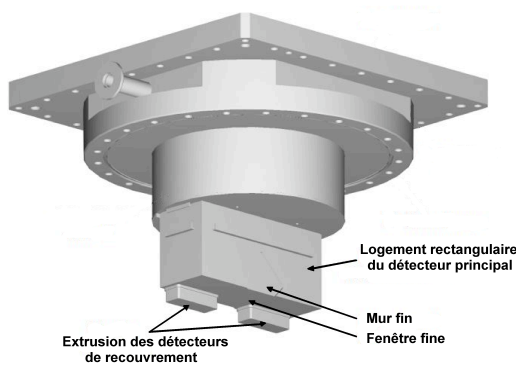
4.2 Description du système actif

Le partie sensible du détecteur se compose de deux parties actives qui détectent le passage de protons de haute énergie. La première, le détecteur principal, permet la reconstruction du passage des protons diffusés élastiquement au point d'interaction. La deuxième, les détecteurs de recouvrement, mesure la position verticale des particules du halo du faisceau afin de déterminer la distance entre les pots haut et bas.

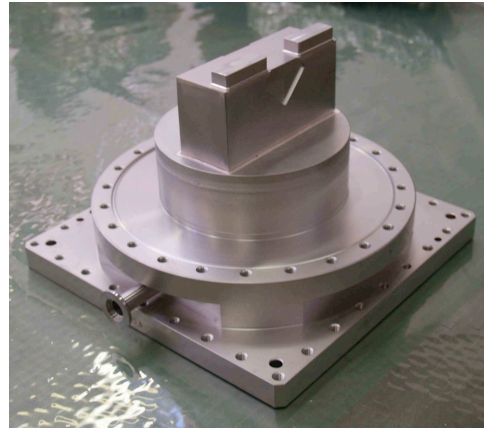
Nous allons dans un premier temps définir les exigences auxquelles doivent répondre ces détecteurs.

Espace mort au bord inférieur du détecteur Comme nous l'avons évoqué précédemment, tout doit être fait afin que la partie sensible du détecteur puisse approcher le faisceau de très près. En effet cela augmente l'acceptance du détecteur. Il faut donc à tout prix minimiser l'espace mort de détection. Pour cela les détecteurs doivent avoir une zone d'insensibilité au bord la plus petite possible.

Résolution spatiale Deux paramètres contraignent la résolution spatiale du détecteur. Il faut considérer la taille de la figure de diffusion élastique dans le détecteur qui est de l'ordre de 16 mm en largeur pour 20 mm en hauteur (voir figure 4.5), mais également il faut mesurer l'angle de la particule entre deux stations successives afin de soustraire le



(a)



(b)

FIGURE 4.4: Schéma et réalisation d'un pot romain. La fenêtre inférieure est amincie pour diminuer l'approche au faisceau. Le mur faisant face à la partie active du détecteur principal l'est aussi afin de limiter la quantité de matière en amont du détecteur. Les deux extrusions permettent de loger les détecteurs de recouvrement.

bruit de fond. Une résolution spatiale de $30 \mu\text{m}$ pour le détecteur principal a été jugée satisfaisante pour répondre à ces deux critères [46]. Les détecteurs de recouvrement ne sont pas soumis aux mêmes critères (voir la section § 4.2.2).

Résistance aux radiations La dose accumulée au niveau des pots romains provient à la fois des interactions au niveau du point d'interaction d'ATLAS et des particules du halo du faisceau. Des calculs ont montré [46] que la dose accumulée due aux interactions pp atteignait 10^5 à 10^6 Gy/an à 215 m du point d'interaction et à 15σ du cœur du faisceau (pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et un $\beta^*=0.5$ m). En transposant cette valeur dans notre configuration, on obtient une contribution à hauteur de 0.01-0.1 Gy/an. Au contraire du fonctionnement nominal d'ATLAS, cette contribution est négligeable devant celle due aux particules du halo évaluée à 10-100 Gy/an [46].

La période de mesure prévue pour ALFA étant de l'ordre de une à deux semaines, la résistance aux radiations n'est clairement pas un problème pour le choix de la technologie de détection à employer.

Blindage électromagnétique Le faisceau qui circule sous forme de paquets provoque un rayonnement électromagnétique qui peut potentiellement générer un bruit dans le détecteur. Il est donc important que les détecteurs soient le plus insensibles possible à ce bruit car l'introduction d'un isolant électromagnétique augmenterait la région morte entre le faisceau et les détecteurs.

Le choix technologique le plus simple et aussi le moins onéreux afin de répondre à tous ces critères est la fibre scintillante. Les fibres sont intrinsèquement des détecteurs de particules sans zone morte aux extrémités, insensibles au bruit électromagnétique et ne nécessitant pas de refroidissement ce qui facilite leur utilisation dans le vide secon-

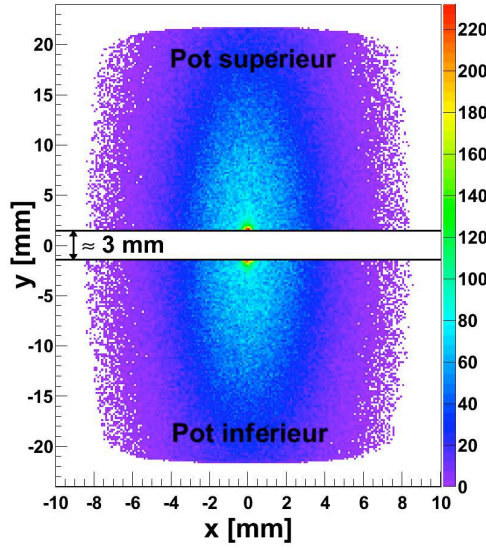


FIGURE 4.5: Figure de diffusion élastique au niveau des pots romains. Les deux traits noirs au milieu de la figure représentent les bords des détecteurs inférieur et supérieur.

naire des pots romains. Plusieurs expériences ont déjà utilisé des trajectrographes basés sur des fibres scintillantes, par exemple UA4 et UA4/2 sur le LEP au CERN [37][41] ou DØ à Fermilab [38]. Les fibres ne nécessitent pas de calibration interne et peuvent être opérées à très haut flux. La sensibilité au bord est limitée par le revêtement ($\sim 10 \mu\text{m}$).

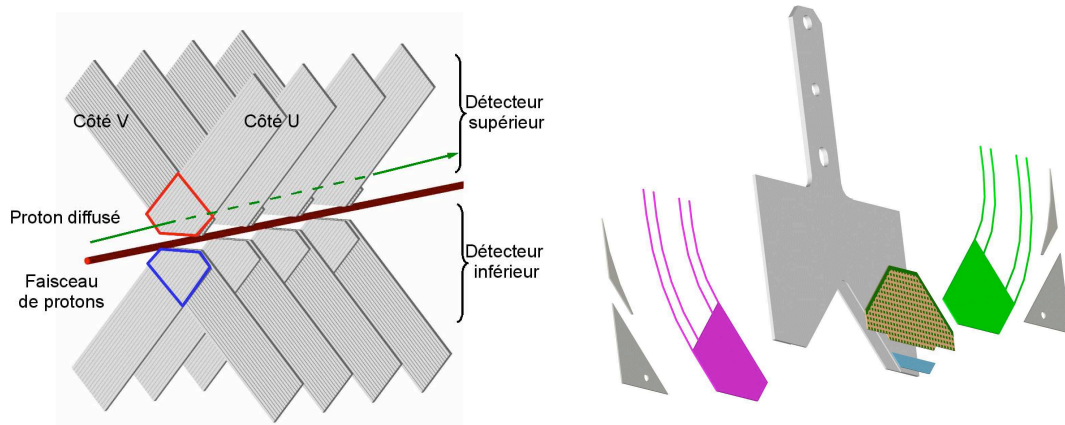
Le choix s'est porté sur un modèle de fibres scintillantes plastiques³ de section carrée $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$.

4.2.1 Le trajectrographe principal

Le trajectrographe principal se compose de 20 plans de 64 fibres. Comme le montre la figure 4.6(a), les plans sont alternativement orientés à $\pm 45^\circ$. Cela permet de reconstruire les positions x et y de la particule chargée. Cette configuration est appelée UV, U et V caractérisant les plans d'orientations perpendiculaires. Les fibres sont collées sur une plaque en céramique de $170 \mu\text{m}$ d'épaisseur (voir figure 4.6(b)).

Tous les plans d'un côté du détecteur sont décalés les uns par rapport aux autres par multiples de $0.5 \text{ mm} / 10 \cdot \sqrt{2} = 70.7 \mu\text{m}$. Ils sont assemblés avec grande précision pour fournir un *pitch* effectif de $50 \mu\text{m}$ ($\approx 70.7 \mu\text{m} / \sqrt{2}$). La meilleure résolution spatiale atteignable avec cette géométrie en ignorant tout défaut géométrique est de $\sigma_x = \sigma_y = 50 \mu\text{m} / \sqrt{12} = 14.4 \mu\text{m}$. Les plans sont espacés de 2.3 mm . Cette distance combinée au décalage de $70 \mu\text{m}$ donne des fibres alignées avec un angle de 28 mrad par rapport à l'axe z . Pour atteindre la résolution optimale, il est important que les angles des protons au niveau des pots romains soient inférieurs à cette valeur.

3. Kuraray SCSF-78,S-type.



(a) Représentation de la géométrie UV. Les sur- (b) Vue explosée d'un plan UV. Les fibres sont
faces actives des détecteurs haut et bas per- collées sur un support en titane et sur un
mettant de reconstruire la position (x,y) sont substrat de G10 pour la partie active.

FIGURE 4.6: Présentation du principe du trajectographe principal.

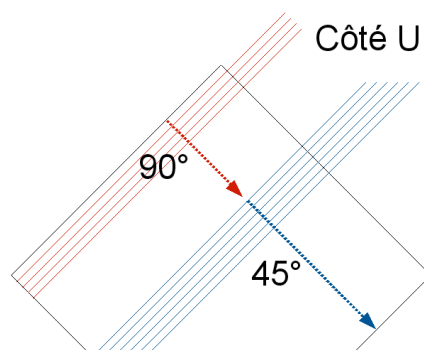


FIGURE 4.7: Géométrie des fibres composant le détecteur principal. Les fibres constituant le cœur du détecteur sont terminées à 45°, et celles de la partie supérieure à 90°. Seul le côté U est représenté, le côté V est symétrique par rapport à l'axe vertical.

Comme le montre la figure 4.7, la plupart des fibres sont terminées à 45° et quelques unes à 90°. Elles sont recouvertes d'une fine couche d'aluminium déposée par évaporation. Cette couche augmente la réflectivité de la lumière dans les fibres augmentant le rendement lumineux de celles-ci.

Les 64 fibres d'un plan sont guidées sur 25 cm jusqu'à un joint étanche. Dans ce joint est inséré un connecteur optique de 8 par 8 avec un *pitch* de 2.3 mm permettant d'aligner les fibres en face d'un photomultiplicateur multi-canaux de même géométrie. Ce photomultiplicateur lit la sortie de lumière des fibres (voir section § 4.2.4). Sa sortie charge est lue et digitalisée par une électronique frontale directement montée sur sa face supérieure (voir section § 4.3). Le tout est représenté sur la figure 4.8.

On utilise le support des plaques pour fixer deux éléments particuliers utilisés pour le

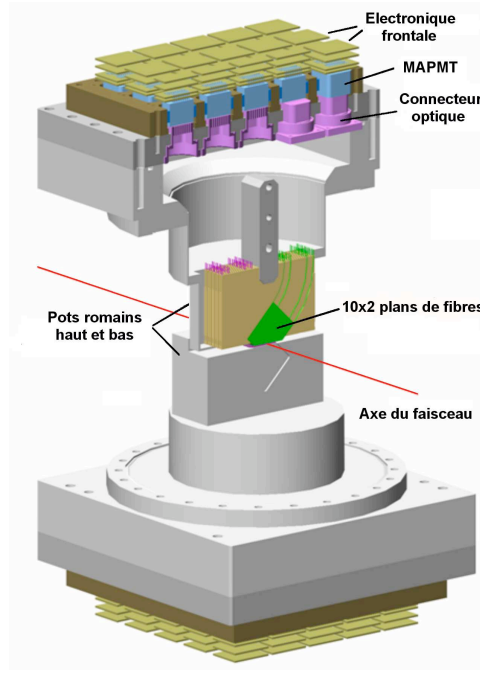


FIGURE 4.8: Vue 3D des détecteur supérieur et inférieur insérés dans les pots romains. Pour plus de clarté le routage complet des fibres jusqu'aux photomultiplicateurs n'est pas représenté.

slow control du détecteur : une sonde de température et deux LEDs permettant de réaliser des tests de fonctionnalités de l'électronique de lecture.

4.2.2 Les détecteurs de recouvrement

Afin de mesurer avec une grande précision la position relative des pots hauts et bas, des détecteurs spéciaux ont été conçus. Ces détecteurs mesurent uniquement la position verticale des particules du halo. Pour chaque détecteur on en compte un de chaque côté du trajectographe principal (voir figure 4.9). Ils se composent de trois plans de 30 fibres identiques à celles du détecteur principal. Les plans sont décalés de $1/3 \times 0.5 \text{ mm} = 167 \text{ } \mu\text{m}$ les uns par rapport aux autres. La résolution théorique de ces détecteurs est de $167 \text{ } \mu\text{m} / \sqrt{12} = 48 \text{ } \mu\text{m}$.

Lorsque les pots sont amenés en position de prise données, les extrusions se recouvrent permettant une mesure simultanée du passage d'une particule dans le pot supérieur et dans le pot inférieur. Si les détecteurs haut et bas sont approchés à environ 10σ du centre du faisceau, les détecteurs de recouvrement des pots haut et bas se superposent entièrement sur environ 15 mm. Comme l'illustre la figure 4.10, la distance d entre les détecteurs principaux est déterminée à l'aide à la distance D connue grâce aux positions reconstruites dans les détecteurs de recouvrements (D_{inf} et D_{sup}) et grâce à la connaissance de la position exacte du bord du détecteur principal (d_{inf} et d_{sup}). La mesure finale de la distance entre les détecteurs est déterminée en réalisant la moyenne des d calculée pour chaque événement :

$$d_{final} = \frac{1}{N} \sum_i^N d \quad (4.1)$$

On réalise la moyenne sur l'ensemble des événements de la différence entre la position

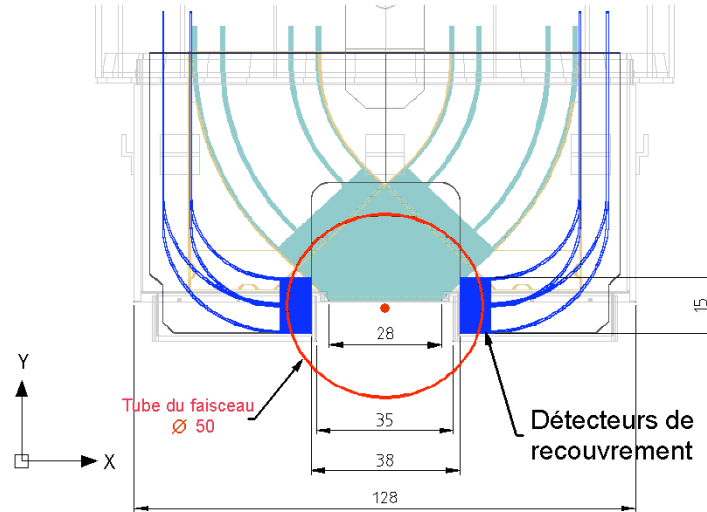


FIGURE 4.9: Schéma montrant la position relative des détecteurs de recouvrement par rapport au trajectographe principal. La position du cœur du faisceau est représenté par le point rouge.

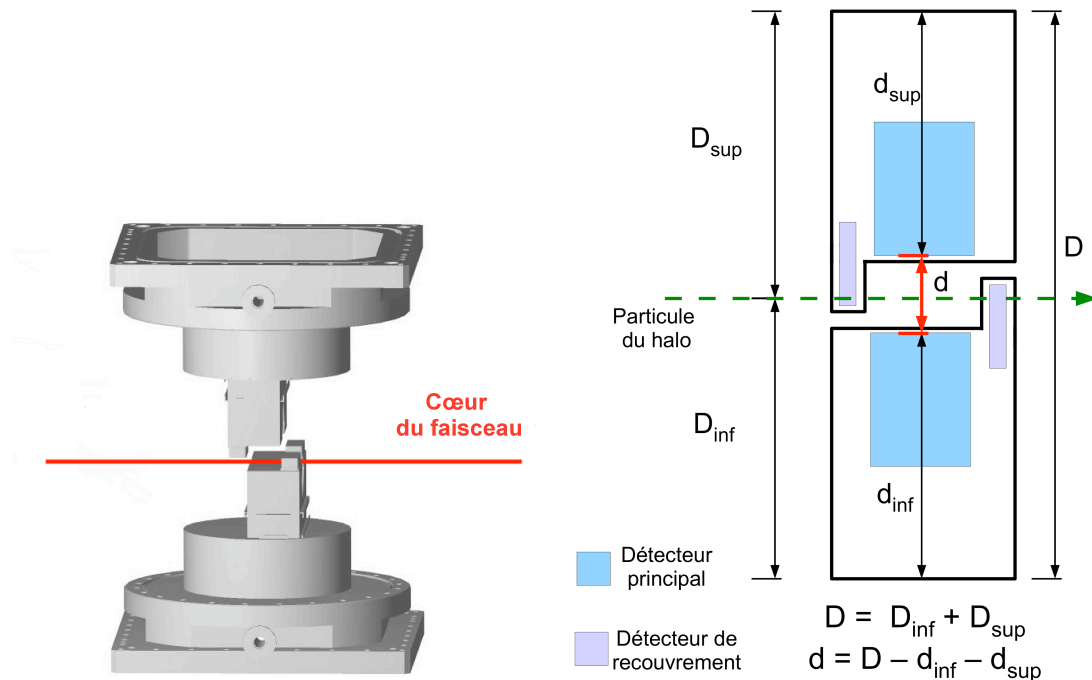
reconstruite dans le détecteur supérieur $y_{haut,i}$ et celle dans le détecteur inférieur $y_{bas,i}$.

Les facteurs limitant la précision de cette mesure sont donc la résolution spatiale du détecteur, la statistique accumulée et la précision avec laquelle la position de ces détecteurs est connue par rapport au reste du pot.

La précision avec laquelle la distance entre les deux détecteurs est connue a une influence directe sur l'erreur de la mesure de la luminosité absolue. Si par exemple les deux détecteurs approchent le faisceau à une distance théorique de 1.5 mm, un écart de $\Delta y = 15 \mu\text{m}$ représente déjà une erreur relative angulaire de $\Delta\theta/\theta = 1 \%$, soit une erreur de 2 % sur la luminosité. On en déduit que la distance verticale entre les deux détecteurs d'un même pot doit être connue à 10 μm près [61].

4.2.3 Les compteurs de déclenchement

Le détecteur principal et les détecteurs de recouvrement sont équipés de compteurs de déclenchement qui définissent la région active de détection. Deux tuiles conventionnelles de plastique à scintillation rapide de 3 mm font face à la surface de recouvrement des 10 plans U et des 10 plans V. Pour les détecteurs de recouvrement, seule une tuile de 3 mm d'épaisseur est utilisée. La lumière produite dans ces tuiles est canalisée par des fibres optiques jusqu'aux photomultiplicateurs destinés au déclenchement. Pour le déclenchement du trajectographe principal, un rendement lumineux homogène sur l'ensemble de la surface est nécessaire. Le cas contraire pourrait entraîner une distorsion du spectre en t reconstruit. Le rendement lumineux de ces tuiles est d'environ 40 photons arrivant au photomultiplicateur ce qui assure une efficacité de déclenchement très proche de 100 % [62].



- (a) Vue tridimensionnelle de deux pots pour illustrer le concept des détecteurs de recouvrement. La partie principale du faisceau passe entre les détecteurs de recouvrement qui n'interceptent que la partie externe du halo du faisceau.
- (b) La distance verticale entre les détecteurs est la distance d du schéma ci-dessus.

FIGURE 4.10: Principe des détecteurs de recouvrement.

4.2.4 Le Photomultiplicateur Multi-Anode

Spectre de charge

Afin de lire les 20 plans de 64 fibres qui composent le trajectographe principal dans un espace réduit et au plus près du détecteur, un photomultiplicateur multi anode (MAPMT) à 64 canaux⁴ a été choisi. Les dix étages d'amplification qui le composent permettent d'obtenir un gain d'environ 10^6 pour une tension de 900 V. Le dépôt de la photocathode n'est pas égal sur toute la surface du MAPMT et l'assemblage et la structure des dynodes n'est pas exactement la même d'un canal à l'autre. En conséquence les gains des 64 canaux ne sont pas uniformes. Le constructeur fournit la table de ces gains pour chaque MAPMT. Les variations maximales observées sont limitées à un facteur 3. Ces variations pourraient théoriquement être atténuées en appliquant une valeur de la haute tension différente pour chaque canal mais cela est impossible dans la pratique. Cette correction est effectuée grâce à un gain variable à l'entrée de l'électronique analogique (voir section § 4.3). Les canaux sont organisés en une matrice de 8×8 . La zone active de chaque pixel est approximativement de $1.4 \text{ mm} \times 1.4 \text{ mm}$. Les pixels sont séparés l'un de l'autre par 0.3 mm. Dans cette zone, l'efficacité de collection de la photocathode est délibérément

4. Hamamatsu R7600 [63].

réduite pour diminuer les risques de diaphonie.

En utilisant les données fournies par le constructeur ainsi que les mesures réalisées en laboratoire, on peut évaluer le nombre d'électrons qui seront produit à la photocathode (photo-électron ou pe) et finalement multipliés dans la cascade de dynodes du MAPMT. Pour cela on doit considérer chaque étape, du passage de la particule jusqu'à l'arrivée de l'électron sur la première dynode. On peut estimer ce nombre de la manière suivante :

$$N_{pe} = N_{scint} \epsilon_{acc} \epsilon_{transp} \epsilon_{refl} \epsilon_{gap} \epsilon_{Q_{eff}} \quad (4.2)$$

où les divers paramètres sont respectivement :

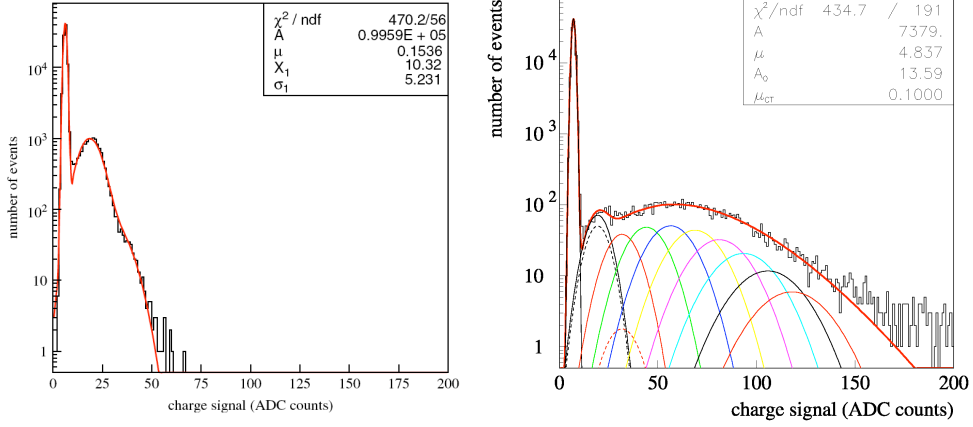
- N_{scint} représente le nombre de photons générés par une particule au minimum d'ionisation (MIP). La perte d'énergie dans le polystyrène est de 2 MeV/cm. Chaque MeV déposé génère 8300 photons. Pour des fibres dont la largeur de la partie active est estimée à 0.48 mm on obtient : $N_{scint} = 2 \times 8300 \times 0.048 = 797$ photons de scintillation pour une MIP
- $\epsilon_{acc} = 0.042$ est le facteur d'acceptance géométrique pour une fibre rectangulaire
- $\epsilon_{transp} = \exp(-30/70) = 0.65$ est l'efficacité due à l'absorption optique
- $\epsilon_{refl} = 1.42$ est le gain dû à la réflexion sur l'extrémité de la fibre pour les fibres terminées à 45° . On trouve $\epsilon_{refl} = 1.58$ pour les fibres terminées à 90°
- $\epsilon_{gap} = 0.9$ est le facteur de transmission à l'interface fibre/air/verre si l'on ne met aucune graisse de contact entre les fibres et le photomultiplicateur
- $\epsilon_{Q_{eff}}$ est l'efficacité quantique du photomultiplicateur. Cette efficacité est le produit de l'efficacité quantique à 450 nm (20%) et de l'efficacité de collection des photo-électrons sur le photomultiplicateur (70%). Cette dernière nous a été fournie par HAMAMATSU [64]. On obtient finalement $\epsilon_{Q_{eff}} = 0.14$

Si l'on prend tous ces facteurs en compte on obtient $N_{pe} = 3.9$ pour les fibres terminées à 45° et $N_{pe} = 4.3$ pour les fibres terminées à 90° .

Au 1^{er} ordre, on peut espérer avec quatre photo-électrons une efficacité de détection par fibre $\epsilon = 1 - P(0, 4)$, où $P(0, \mu) = \exp(-\mu)$ correspond à la probabilité de Poisson de n'avoir aucun photo-électron quand la moyenne est μ . Avec $\mu \approx 4$, l'efficacité de détection sur une fibre est donc de l'ordre de $\epsilon = 98\%$. Ce calcul suppose qu'un photo-électron unique est détecté avec une probabilité de 100%. Si l'électronique a bien été conçue pour détecter des niveaux de lumière extrêmement faibles et donc avoir une efficacité très proche de 100%, ce calcul ne prend pas en compte les facteurs géométriques tels que la colle séparant les fibres mais permet d'avoir un premier ordre de grandeur.

La réponse des photomultiplicateurs à des photons uniques a été évaluée en laboratoire en les exposant à une lumière bleue produite par une diode émettant à une longueur d'onde de 400 nm (figure 4.11(a)). Ceci a permis de déterminer la position x_1 et la largeur σ_1 du pic correspondant à la réponse à un photo-électron. L'épaulement dû au 2^{ième} photo-électron est visible vers 33 coups d'ADC.

Le spectre en charge issu de l'interaction des protons de haute énergie avec le détecteur (figure 4.11(b)) a ensuite été lissé par la convolution d'une distribution de Poisson et



(a) L'épaulement vers 33 coups d'ADC correspond au pic à deux photo-électrons. (b) Les gaussiennes représentent les contributions de 1 à 9 photo-électron(s). La courbe en pointillés représente la contribution de la diaphonie. Le nombre moyen de photo-électrons créés est de 4.8, tandis que la diaphonie contribue pour 0.1 photo-électron.

FIGURE 4.11: Spectre de photo-électrons obtenu avec une haute tension de 950 V dans les MAPMTs.

d'une gaussienne selon :

$$Q(x, \mu) = A \sum_{i=0}^n \exp(-\mu) \frac{\mu^i}{i!} \times \exp\left(-\frac{(x - x_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (4.3)$$

en utilisant $x_i = i, x_1$ et $\sigma_i^2 = \sigma_0^2 + i\sigma_1^2$, où x_1 et σ_1 sont déterminés sur le spectre en photon unique. Les seuls paramètres laissés libres sont le rendement photoélectrique μ et la normalisation absolue A . La formule 4.3 permet de lisser raisonnablement les données, mais en observant attentivement la figure 4.11(b), on observe un léger excès de photo-électrons uniques (et très peu de doubles photo-électrons). Ceci a été attribué à du couplage au niveau des canaux adjacents dans le MAPMT [64] et est modélisé par une 2^{ème} distribution de Poisson Q_{CT} ayant une moyenne μ_{CT} (CT pour *cross talk* traduction anglaise de *diaphonie*). Cela nous permet de définir une deuxième expression du spectre de charge Q' qui prend en compte le terme de diaphonie :

$$Q'(x) = Q(x, \mu) + Q_{CT}(x, \mu_{CT}) \quad (4.4)$$

Au final, le nombre de photo-électrons détectés après le passage d'une particule au minimum d'ionisation est de 3.93 ± 0.18 (resp. pour les fibres terminées à 45°) et de 4.45 ± 0.50 (resp. pour les fibres terminées à 90°). L'accord avec les valeurs attendues est étonnamment bon (5%) étant donné le nombre de paramètres qui entrent en jeu dans sa détermination. La contribution relative du couplage $\mu_{CT}/(\mu + \mu_{CT})$ est $3.4 \pm 1.3\%$.

Diaphonie

Le premier type de couplage entre voies peut apparaître au niveau optique. Le couplage optique entre fibres adjacentes est rendu négligeable par l'aluminisation des surfaces latérales des fibres, mais il en existe un autre à l'entrée du MAPMT. Il est dû aux réflexions multiples dans la fenêtre ou à l'injection directe d'un photon dans un canal voisin du canal principal du MAPMT⁵. Avec une moyenne d'environ quatre photo-électrons par fibre réellement touchée, l'amplitude du signal de diaphonie se situe au niveau du pic du photo-électron unique (figure 4.12). Le taux est de 1.3% (resp. 0.4%) pour les voisins directs (resp. diagonaux) dans le MAPMT.

Le deuxième type de diaphonie observée est symétrique par rapport à la fibre centrale et s'étend sur une ou deux fibres de chaque côté sur le plan de fibres. Les amplitudes de ce signal de couplage sont équivalentes à l'amplitude du signal sur la fibre centrale. Ce couplage est attribué à des *delta rays* issus de la fibre centrale. Ils n'ont pas l'énergie nécessaire pour traverser les supports des plans de fibres et ne peuvent donc être détectés que sur un même plan de fibres. Le taux de diaphonie dû à ces électrons est respectivement de 3.7%, 1.3% et 0.9% sur les trois plus proches voisins de la fibre centrale. On peut noter que la contribution de l'électronique à la diaphonie est négligeable puisque les mesures effectuées au LAL ont montré qu'elle n'apparaissait qu'au delà de 10 photo-électrons (voir section § 5.2).

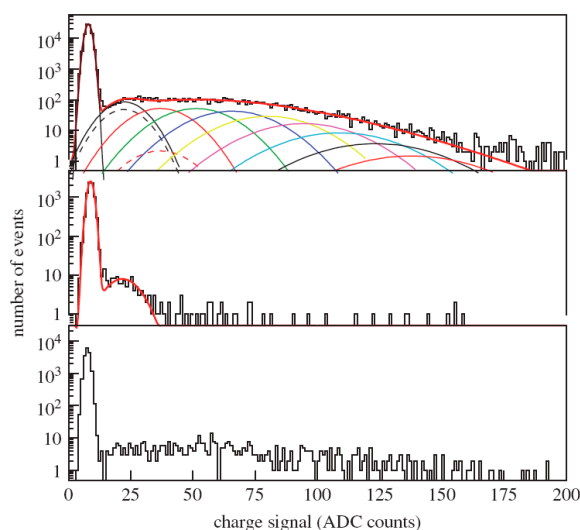


FIGURE 4.12: Comparaison entre les spectres typiques des événements "standards" (en haut), de la diaphonie optique (au milieu) et du couplage physique (en bas) – Figure extraite de [64].

4.3 L'électronique d'acquisition

Nous avons vu que chaque pot romain comprend 23 MAPMTs qui permettent de lire la lumière produite par les 20 plans de fibres scintillantes du trajectographe principal et les 3

5. La diaphonie entre voies du MAPMT due aux avalanches électroniques est $\ll 1\%$.

plans des détecteurs de recouvrement. Une électronique frontale compacte conçue au LAL et appelée PMF [65] pour *PhotoMultiplier Front-end electronics* est directement montée sur chaque MAPMT. Les PMFs, organisées en rangées de cinq sont reliées à une carte mère (voir section § 4.3.4) via un câble souple en kapton (voir section § 4.3.2). L'ensemble est représenté sur la figure 4.13. La carte mère réexpédie les données reçues jusqu'au système d'acquisition central d'ATLAS. La chaîne complète du système d'acquisition des photomultiplicateurs jusqu'au détecteur ATLAS sera détaillée dans la section § 4.3.3.

Les différents composants de l'électronique d'acquisition évoqués ci-dessus sont présentés en détail dans les sections qui suivent.

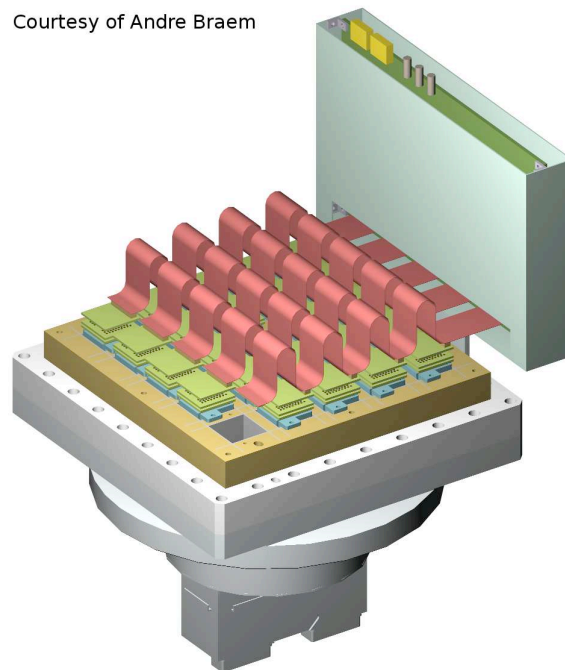


FIGURE 4.13: Vue de dessus d'un pot romain. Les rangées de PMFs sont reliées via les câbles kaptons souples à la carte mère ici insérée dans un cache de protection.

4.3.1 La PMF

La PMF permet la lecture des 64 voies d'un MAPMT. Le résultat de cette lecture est envoyé via les câbles kapton à la carte mère. La PMF est montée directement sur les fiches du MAPMT comme le montre la photo 4.14. Elle se compose de trois circuits imprimés de 3 cm par 3 cm de côté détaillés ci-après.

Carte haute tension

Cette carte distribue la haute tension utile à l'alimentation des différents étages multiplicateurs du MAPMT. Elle se compose de deux couches percées dans une région pour ne pas endommager le tube de quelques millimètres qui sert à pomper le photomultiplicateur à sa fabrication (voir figure 4.15). Les fiches du MAPMT la traversent afin d'atteindre la

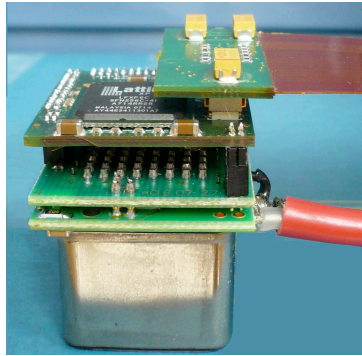


FIGURE 4.14: Vue de la PMF montée sur un MAPMT. Le câble haute tension arrive sur la carte haute tension et le câble kapton sur la carte active.

carte intermédiaire. Quelques composants passifs (résistances, capacitances..) sont utilisés pour ajuster le niveau des courants.

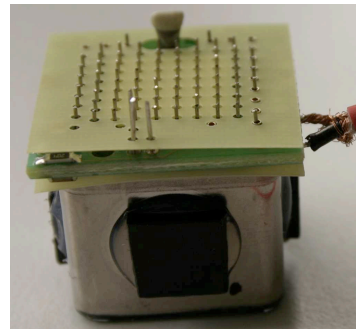
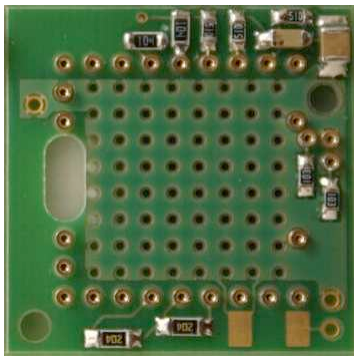


FIGURE 4.15: Vue de la carte haute tension seule et une fois montée sur le MAPMT. Des plaquettes isolantes sont introduites entre le MAPMT et la carte haute tension et entre cette dernière et la carte passive.

Carte intermédiaire ou passive

Chacune des fiches du MAPMTs entre en contact avec un connecteur situé sur la carte intermédiaire. Le signal est alors redirigé vers un connecteur situé sur les bords du circuit imprimé (PCB) afin de le transmettre à la carte active. La distribution de la masse et le routage des signaux sont optimisés de manière à minimiser les effets du couplage entre les voies sur les connecteurs. Le PCB de la carte intermédiaire est composé de quatre couches dont trois sont utiles à la redistribution des signaux (voir figure 4.16). Nous verrons par la suite que sa conception a été modifiée entre le prototype et la version finale afin de limiter les couplages entre les différents canaux.

Carte active

La carte active reçoit les 64 sorties charges du MAPMT grâce aux connecteurs qui la relient à la carte passive. De par sa conception, c'est la carte la plus complexe à réaliser.

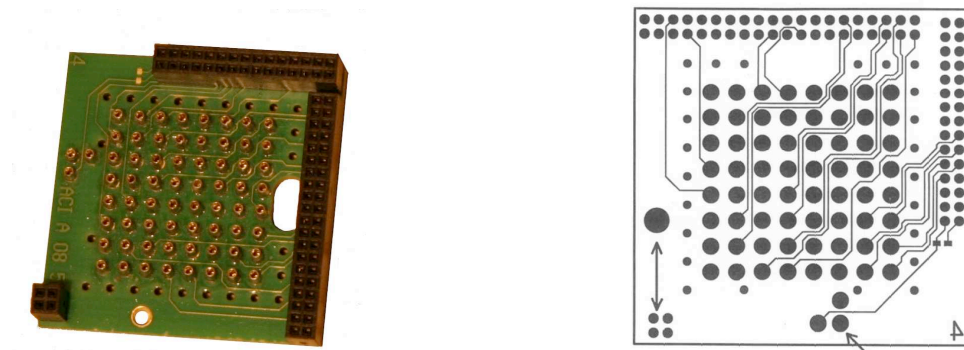


FIGURE 4.16: Vue de la carte passive ainsi qu'une des trois couches permettant la redistribution des signaux vers les connecteurs noirs situés aux bords.

Elle se compose de dix couches avec d'un côté l'ASIC MAROC [66, 67] directement *wire-bondé*⁶ sur deux couches distinctes (voir figure 4.19) et de l'autre le FPGA⁷ servant d'interface entre la puce MAROC et la carte mère (voir figure 4.17). Les différentes étapes de fabrication et de tests présentées sur la figure 4.18 témoignent de la complexité d'une telle réalisation.

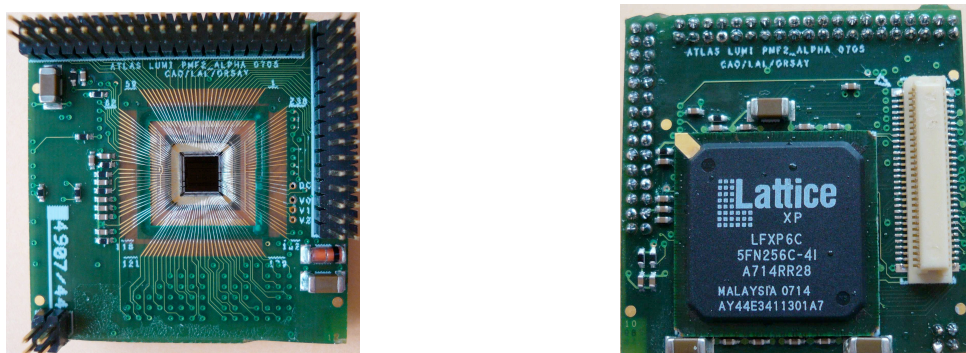


FIGURE 4.17: Vue de la carte active du côté MAROC (gauche) et du côté FPGA Lattice (droite).

Le circuit MAROC

Exigences Pour le trajectographe à fibres scintillantes on souhaite être en mesure de détecter le passage de toute particule traversant le détecteur. L'efficacité de détection doit être donc proche de 100 %. Cette dernière est la convolution de l'efficacité des fibres, de l'efficacité quantique et de collection du MAPMT ainsi que celle de l'électronique. On mesure donc l'importance d'optimiser l'efficacité de chacun de ces éléments. Pour cela il faut une électronique bas bruit capable de déclencher sur de très petits signaux. Le seuil de discrimination doit être réglable et linéaire afin d'ajuster son niveau pour assurer un rapport signal sur bruit optimal. On souhaite aussi pouvoir corriger la non-uniformité des gains des 64 canaux des MAPMTs de façon à appliquer le même seuil de déclenchement

6. Soudage grâce à des fils d'or de 250 nm de diamètre. Cette opération a été effectuée au CERN dans le groupe PH/DT.

7. Field Programmable Gate Array.

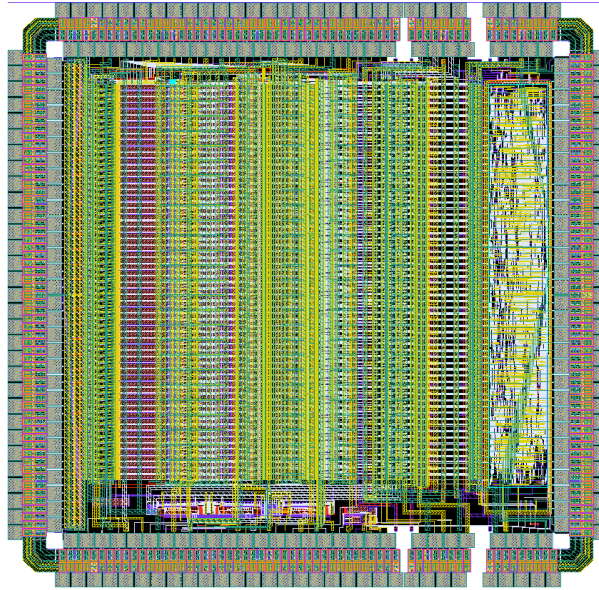


FIGURE 4.20: *Layout* de la puce MAROC (4 mm × 4 mm).

temps amplifiée grâce à un préamplificateur à gain variable bas bruit avec une faible impédance d'entrée pour minimiser la diaphonie. Ce préamplificateur permet de régler un gain différent pour chaque canal afin de compenser la non uniformité du MAPMT. Ce gain est codé sur 6 bits ($0 \rightarrow 63$) et représente le rapport du courant de sortie sur le courant d'entrée. On aura comme équivalence : gain "réel" = gain($0 \rightarrow 63$)/16.

Le courant amplifié se propage alors dans trois voies indépendantes dont deux seulement sont utilisées :

le slow shaper Combiné à deux *buffers Sample and Hold*, il accumule la charge dans un condensateur de 2 pF et fournit avec une fréquence de 5 MHz une sortie de charge multiplexée à la fois analogique et digitale jusqu'à 5 pC. La sortie digitale est assurée par un ADC Wilkinson de 12 bits. Cette sortie n'est pas utilisée dans ALFA pour identifier les événements élastiques.

le fast shaper unipolaire (FSU) Le signal d'entrée est mis en forme par un filtre RC (temps de montée de 15 ns) et son amplitude est comparée à un discriminateur. Le seuil de discrimination est réglé par un Digital to Analog Converter (DAC) interne de 10 bits. Le réglage du seuil s'effectue de manière grossière grâce au DAC thermomètre⁹ codé sur 4 bits (pas de 200 mV) et de manière fine grâce au DAC miroir¹⁰ codé sur 6 bits (pas de 3 mV). Ainsi on a : $DAC = \text{thermo} \times 256 + \text{miroir}$.

le fast shaper bipolaire (FSB) Il a les mêmes fonctionnalités que le fast shaper unipolaire avec une polarité inversée. C'est celui qui équipait la puce OPERA_ROC.

Tous les tests visant à caractériser et vérifier les fonctionnalités de la PMF sont présentés dans le chapitre 5.

nement nécessite de pouvoir sommer la réponse de différents tubes et de pouvoir appliquer trois niveaux de discrimination différents.

9. Sources unitaires de courant

10. Miroirs de courant échelonnés binaires

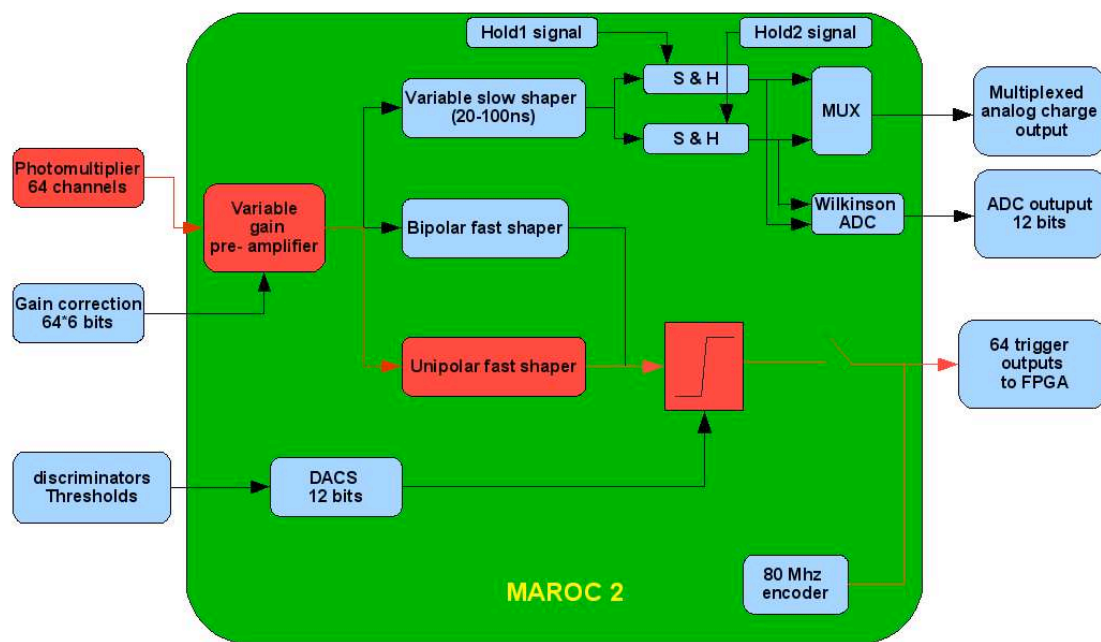


FIGURE 4.21: Diagramme simplifié d'un canal de la puce MAROC dans sa seconde version. On y distingue les trois différents passages possibles du signal : le slow shaper pour la sortie analogique et les shapers unipolaire et bipolaire pour la sortie digitale. Le passage utilisant le fast shaper unipolaire a été surligné de rouge afin de mettre en évidence le fait que c'est ce dernier qui sera utilisé pour la mesure.

4.3.2 Les câbles kapton

Le câble kapton remplace le câble plat qui s'était avéré trop bruyant lors du test faisceau effectué en octobre 2006 au CERN (voir section § 6.1). Cela était en partie dû au fait que les câbles n'étaient pas blindés et rayonnaient du bruit électromagnétique. Ce câble transporte tous les signaux numériques entre la carte mère et les PMFs. Un connecteur 100 points le relie à la carte mère ou à la carte de test et des connecteurs 60 points le relient aux PMFs. Il permet d'alimenter les 5 PMFs branchées sur sa longueur (voir figure 4.22). Chaque position est différenciée grâce à des résistances de valeurs différentes. La répartition des signaux conduits par le câble a été optimisée en terme de bruit et de couplage.

4.3.3 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement est basé sur des scintillateurs présentés dans la section § 4.2.3. La carte mère située sur chaque pot romain combine les signaux de ces divers scintillateurs comme indiqué sur la figure 4.23 : les scintillateurs M1 et M2 des détecteurs principaux et ceux des détecteurs de recouvrement OL et OR. La carte mère doit également gérer le système de déclenchement utilisé en cas de calibration de la chaîne

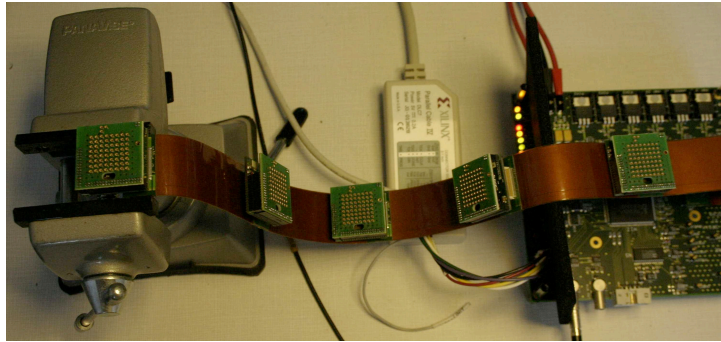


FIGURE 4.22: Photo d'un câble kapton équipé de cinq PMFs relié à la carte de test.

d'électronique à l'aide d'une LED¹¹.

Selon la configuration choisie, le signal de déclenchement sélectionné est envoyé sur le câble *air-core* (figure 4.24) vers le CTP (*Central Trigger Processing*) situé dans USA15 qui reçoit huit signaux différents venant des huit détecteurs situés dans le tunnel du LHC (figure 4.25). Ces câbles *air-core* sont des câbles rapides¹² dont le temps de transit est inférieur à $2 \mu s$, ce qui permet aux événements de la partie centrale d'ATLAS de rester stockés dans les mémoires tampon pendant ce temps. La caractéristique principale de ces câbles est leur vitesse de propagation ($0.93 c$) et leur très large gamme dynamique, jusqu'à $4.9 GHz$.

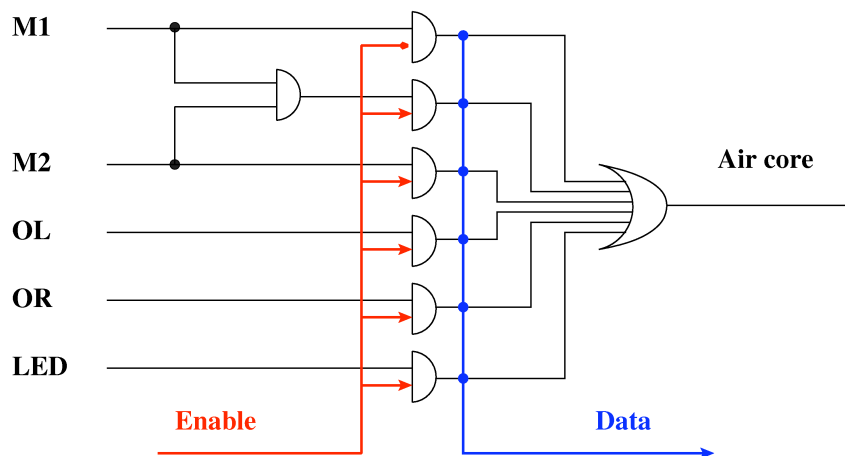


FIGURE 4.23: Schéma de la logique de déclenchement sur chaque carte mère.

La coïncidence entre les divers détecteurs est effectuée au niveau du CTP, ce qui permet de ne lire que les événements dont la signature rapide est celle d'un événement élastique. Aucune vérification supplémentaire autre que la coïncidence entre les détecteurs n'est effectuée en ligne. En particulier, la position des points d'impact des particules

11. La LED est utilisée pour créer un signal de test qui sera injecté au niveau des fibres scintillantes, en aval du détecteur. Ceci servira à vérifier le bon fonctionnement de la chaîne d'électronique, mais ne pourra pas servir à contrôler la calibration des photomultiplicateurs.

12. HELIAX AVA5-50 7/8".

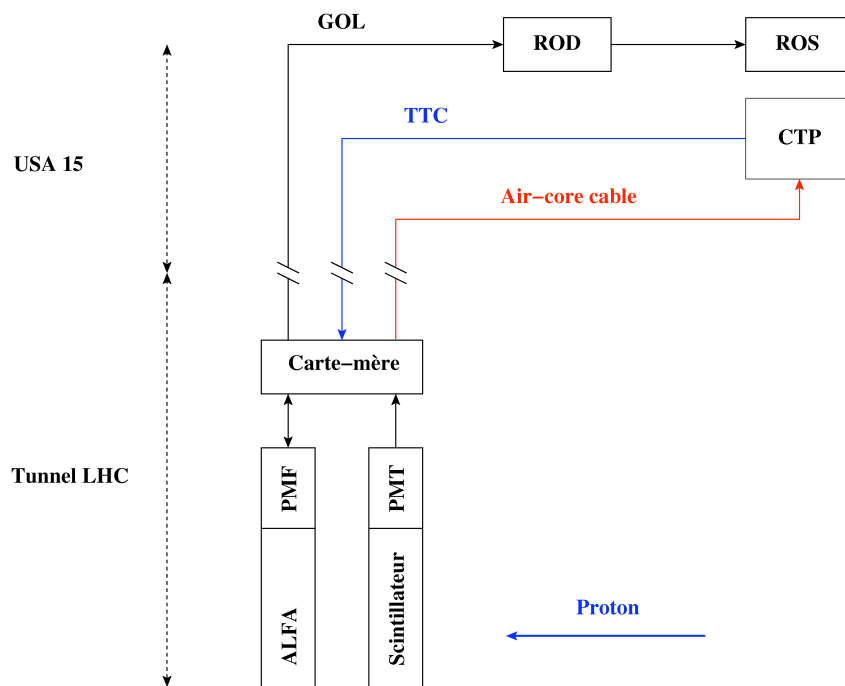


FIGURE 4.24: Schéma global du système de déclenchement de ALFA. Un scintillateur détecte localement le passage d'une particule chargée. La décision d'enregistrer ou non un événement est prise au niveau du système d'acquisition centralisé d'ATLAS. Le GOL (Gigabit Optical Link) transmet les données de la carte mère jusqu'au système central d'acquisition d'ATLAS. Les données arrivent d'abord dans le ROD (Read Out Decoder) puis sont envoyés dans le ROS (Read Out System) où l'ensemble des données acquises par les sous-détecteurs d'ATLAS est traité.

chargées dans les détecteurs ne peut être prise en compte avant l'analyse offline. La liste des principaux triggers envisagés est donnée table 4.1. Le mode principal pour l'enregistrement des événements de diffusion élastique correspond à un déclenchement où les détecteurs du haut d'un côté du point d'interaction sont touchés en même temps que les détecteurs du bas de l'autre côté (et réciproquement). Pour contrôler l'efficacité, il faudra étudier l'effet d'une modification du déclenchement de chaque détecteur, en utilisant soit M1, soit M2, soit M1 ET M2, soit M1 OU M2. Ceci sera fait directement sur la carte mère. Pour l'étude du bruit de fond, il faudra également déclencher sur des événements où les particules sont toutes vues dans les détecteurs du haut (ou du bas).

Type de trigger

Événements élastiques	(L1 ET L3 ET R2 ET R4) OU (R1 ET R3 ET L2 ET L4)
Bruit de fond	(L1 ET L3 ET R1 ET R3) OU (R2 ET R4 ET L2 ET L4)

TABLE 4.1: Liste des principaux déclenchements envisagés pour le détecteur principal d'ALFA.

Il faut noter que cette liste n'est pas exhaustive et sera vraisemblablement modifiée. En particulier, notre système offre toute latitude pour ajouter ou retirer le signal d'un ou

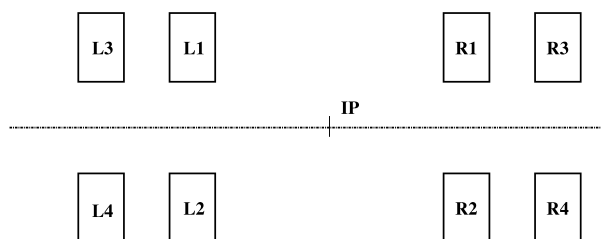


FIGURE 4.25: Vue de côté des quatre stations de pots romains autour du point d'interaction de ATLAS. L1, L3, R1 et R3 représentent des signaux issus des détecteurs du haut, L2, L4, R2 et R4 des signaux issus des détecteurs du bas.

plusieurs détecteurs par une simple modification de la configuration de la carte mère.

Le déclenchement des détecteurs de recouvrement est similaire à celui du détecteur principal, mais ne concerne que deux détecteurs à la fois. On peut par exemple configurer les cartes mère pour diriger sur le câble *air-core* les scintillateurs OL ou OR, et programmer dans le CTP (L1 ET L3) ET (L2 ET L4) OU (R1 ET R3) ET (R2 ET R4). Il faut noter que les modes de fonctionnement des détecteurs de recouvrement vont complètement dépendre du halo du faisceau, qui ne peut pas être prédit de manière crédible. On doit donc attendre les premiers faisceaux pour savoir si par exemple on devra utiliser le déclenchement mentionné ci-dessus, ou bien s'il faudra déclencher sur (L1 ET L2) en mettant un veto sur les autres détecteurs.

4.3.4 La carte mère

Comme il a été évoqué au début de cette section, l'acquisition complète des données s'effectue au niveau des pots romains. Pour chaque détecteur, les objectifs à remplir sont donc de :

- collecter et mettre en série les données des 23 PMFs
- assurer la connexion longue distance avec le système central d'acquisition d'ATLAS
- contrôler et vérifier le fonctionnement de la carte mère grâce au système développé au CERN appelé ELMB [69] (*Embedded Local Monitor Board*)

La figure 4.26 présente un schéma fonctionnel de la carte mère.

Les fonctionnalités de déclenchement sont intégrées sur un circuit imprimé dit *mezzanine* fixé sur la carte mère. La figure 4.27 présente ses fonctionnalités. Le découpage des tâches entre la partie principale de la carte mère et la mezzanine est uniquement technique : il a permis de lancer la production de la carte mère alors que les fonctionnalités du trigger étaient toujours en discussion.

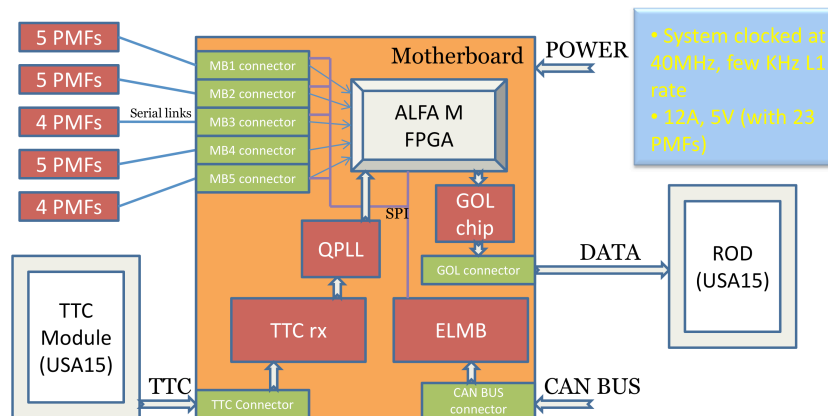


FIGURE 4.26: Schéma de la carte mère. Les données brutes issues des PMFs sont transmises au FPGA ALFA-M. Le ALFA-M collecte et met en série les données correspondant au même événement et les transmet via le GOL au ROD dans USA15 situé dans la caverne d'ATLAS.

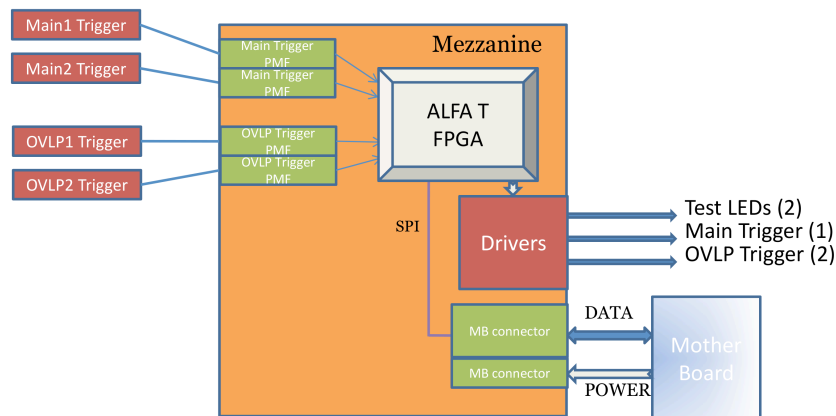


FIGURE 4.27: Schéma de la mezzanine. Quatre PMFs particulières assurent la lecture de la charge des *trigger* et le *timing*. Les sorties de déclenchement sont programmables et permettent de combiner les entrées de déclenchement issues des deux scintillateurs du détecteur principal ainsi que des deux scintillateurs des détecteurs de recouvrement. Deux générateurs d'impulsions alimentent les deux LED placées dans le pot en vue des tests de fonctionnalité.

Chapitre 5

Caractérisation et validation de l'électronique front-end

Ce travail a été réalisé en collaboration avec principalement P. Barillon, S. Blin et B. Lavigne du service électronique du LAL.

Il y a eu plusieurs prototypes de la puce MAROC et de la PMF. Les spécificités de chacun seront présentées dans les parties qui suivent. Les différentes campagnes de tests en faisceau et de tests électroniques ont rythmé ces changements. Afin d'avoir une vision d'ensemble du projet nous allons donner la chronologie des événements :

1. Production de la première version de la puce MAROC (MAROC1) (Octobre 2005) :
 - (a) testée au LAL avec carte de test dite *socket*
 - (b) testée au LAL avec carte de test dite *Chip On Board* (COB)
 - (c) associée au prototype de PMF conçue à Lund et au câble souple non blindé, le tout testé en faisceau au CERN (octobre 2006)
2. Production de la deuxième version de la puce MAROC (MAROC2) (Juillet 2006) :
 - (a) testée au LAL avec carte de test dite *socket*
 - (b) testée au LAL avec carte de test dite COB
 - (c) encapsulée et soudée sur la carte de test, testé au LAL
 - (d) *wire-bondée* sur le prototype PMF relié par un câble kapton à une carte de test dédiée tous trois conçues au LAL (nov 2007) :
 - i. testée avec MAPMT au CERN
 - ii. testée au LAL
 - (e) *wire-bondée* sur la version pré-série de la PMF reliée par un câble kapton à une carte de test dédiée (Janvier-Mai 2008) :
 - i. testée au LAL
 - ii. testée en faisceau au CERN sur le SPS (été 2008)
 - (f) *wire-bondée* sur la version série de la PMF reliée par un câble kapton (Mai-Décembre 2009) :
 - i. testée au LAL avec une nouvelle carte de test dédiée (carte *injector*)

- ii. testée en faisceau au CERN sur le SPS (octobre 2009) avec le prototype de la carte mère

Afin de vérifier les différentes fonctionnalités et performances de la puce MAROC et de la PMF, une large campagne de tests a été réalisée. Dans chacune des phases toutes les exigences définies dans la partie § 4.3.1 ont été vérifiées :

- linéarité du seuil de discrimination en fonction de la valeur de registre fixée
- sensibilité à un signal d'amplitude équivalente à un tiers de photo-électron
- correction des non uniformités du MAPMT grâce aux gains variables de la puce MAROC2
- niveau de diaphonie inférieur au pourcent entre les canaux adjacents

Avant de détailler toutes ces mesures nous allons commencer par définir des notions nécessaires à l'interprétation de certaines mesures.

5.1 Résultats et notions importantes concernant la puce MAROC et la PMF

5.1.1 La S-curve

La S-curve est le nom donné aux courbes qui représentent l'efficacité de déclenchement en fonction de la charge injectée¹ ou de la valeur du seuil de discrimination. Elle tire son nom de sa forme caractéristique en S venant du fait que l'efficacité de déclenchement passe de 0 à 100 % lorsque la valeur critique de l'un des paramètres est atteinte. Les S-curves peuvent être obtenues de deux manières différentes :

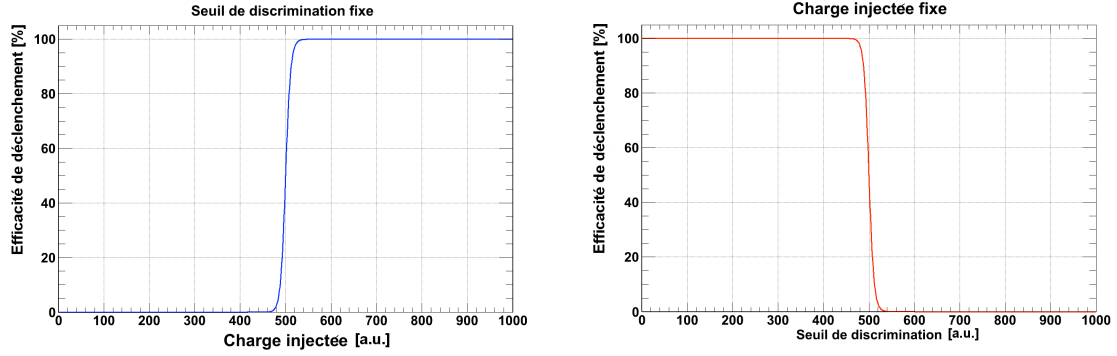
- On fixe le seuil de déclenchement et on fait varier la charge injectée. Tant que le signal en entrée est trop faible, aucun signal ne passe le seuil de discrimination, l'efficacité de déclenchement est par conséquent à 0. Dès que les signaux ont une amplitude comparable à celle du niveau de discrimination, l'efficacité de déclenchement augmente plus ou moins rapidement suivant le niveau de bruit, jusqu'à atteindre 100 % (voir figure 5.1(a))
- On fixe la charge injectée et on fait varier le seuil de déclenchement. Lorsque le seuil est en deçà de l'amplitude moyenne des signaux, l'efficacité est de 100 %. Dès que le seuil de discrimination est comparable à l'amplitude des signaux d'entrée, l'efficacité chute progressivement jusqu'à 0 % (voir figure 5.1(b))

De manière générale la S-curve est ajustée avec la fonction de Hilbert qui s'écrit comme suit :

$$Eff(x) = min + \frac{max - min}{1 + \left(\frac{x_{50\%}}{x}\right)^{pente}} \quad (5.1)$$

Avec *min* le niveau minimum d'efficacité, *max* le niveau maximum, $x_{50\%}$ la valeur en abscisse pour laquelle l'efficacité est au niveau $(max - min)/2$ et enfin la *pente* qui caractérise la vitesse de transition d'un état où l'efficacité est minimale (resp. maximale) à un état

1. La charge injectée est obtenue en envoyant un échelon de tension dans une capacité de 10 pF.



(a) Efficacité de déclenchement avec seuil fixé et (b) Efficacité de déclenchement avec charge injectée fixe et seuil variable.

FIGURE 5.1: Deux types de configurations d'obtention des S-curves. Les unités en abscisses sont arbitraires.

où elle est maximale (resp. minimale). Cette pente caractérise le niveau de bruit². Dans la plupart des études le paramètre $x_{50\%}$ aussi appelé *point à 50 %* sera utilisé afin de comparer la réponse des différents canaux.

5.1.2 Le réglage de la tension de discrimination V_{DAC} par la valeur du registre du DAC

Le réglage du seuil de discrimination se fait en fixant la valeur des bits du registre du DAC. Cependant rien ne garantit que pour une même valeur de DAC, pour deux PMFs différentes, la valeur de V_{DAC} soit strictement identique. Plusieurs paramètres influencent son amplitude. La figure 5.2 permet de visualiser ces paramètres. Ainsi le comportement du réglage de la tension de discrimination dépend principalement de la valeur de i_{ref_DAC} . Ce courant est fixé par la résistance de 243 k Ω référencée à la tension d'alimentation de la PMF de 3.5 V. Donc toute variation de cette tension d'alimentation ou toute différence sur la valeur de la résistance de 243 k Ω due à la précision constructeur, entraînera une valeur différente de i_{ref_DAC} donc une pente différente de la courbe de linéarité.

La figure 5.3 met en lumière l'importance de la valeur de la résistance. On y retrouve la variation de la tension de discrimination V_{DAC} en fonction de la valeur de registre du DAC pour différentes configurations. Afin de bien illustrer son impact nous avons représenté cette courbe pour la puce MAROC2 seule et pour différents lots de production de PMFs. Si on compare les courbes pour MAROC2 avec et sans résistance, on observe un impact très important sur la pente et donc sur la gamme dynamique. La tolérance constructeur sur sa valeur entraîne la largeur observée pour les courbes bleues correspondant aux mesures des 25 PMFs de la pré-série.

Comme nous l'avons vu dans la partie § 4.3.2, il y a une chute de tension de 40 mV

2. Considérant que le bruit est gaussien, on en déduit sa largeur σ par $\sigma = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{d(\text{Efficacité})}{d(\text{DAC ou charge injectée})} |_{50\%}$

sur le 3.5 V entre la première et la dernière PMF d'un même câble kapton. Nous verrons cependant que même ces deux effets combinés ne portent en rien préjudice à la mesure.

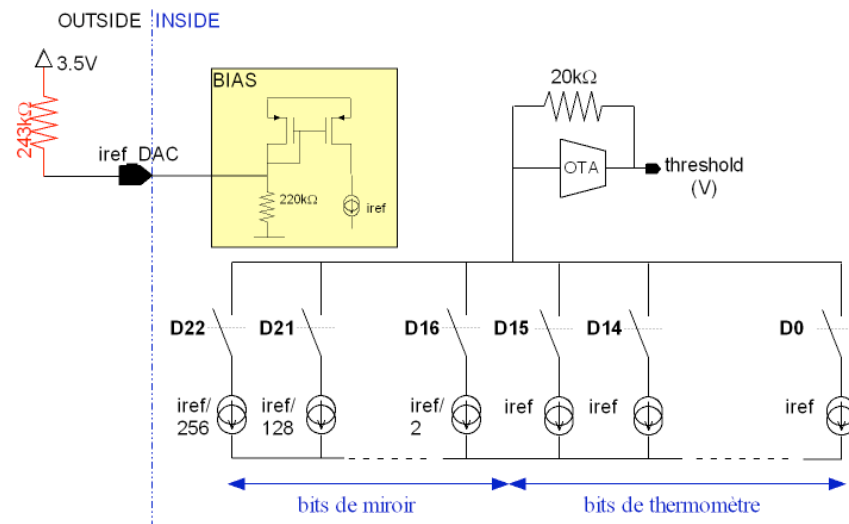


FIGURE 5.2: Schéma du discriminateur. Les bits de thermomètre et de miroir permettent de régler la valeur de la tension du seuil de détection des signaux.

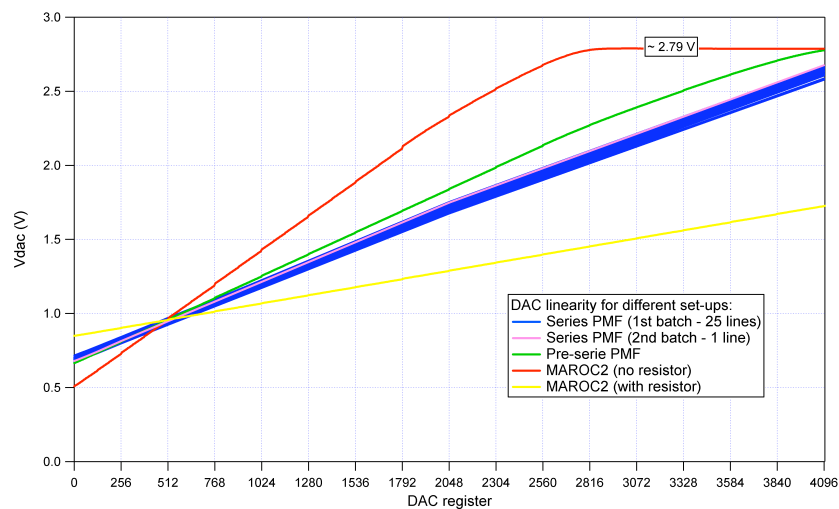


FIGURE 5.3: Valeur de la tension V_{DAC} en fonction de la valeur de registre DAC pour la puce MAROC2 sans résistance, avec résistance et montée sur la PMF.

5.1.3 Le gain du Fast Shaper Unipolaire

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la valeur de la tension de discrimination varie linéairement avec la valeur du registre. Mais qu'en est-il du gain du FSU ? Son gain est défini comme étant le rapport du signal de sortie exprimé en volt sur le signal d'entrée exprimé en pC.

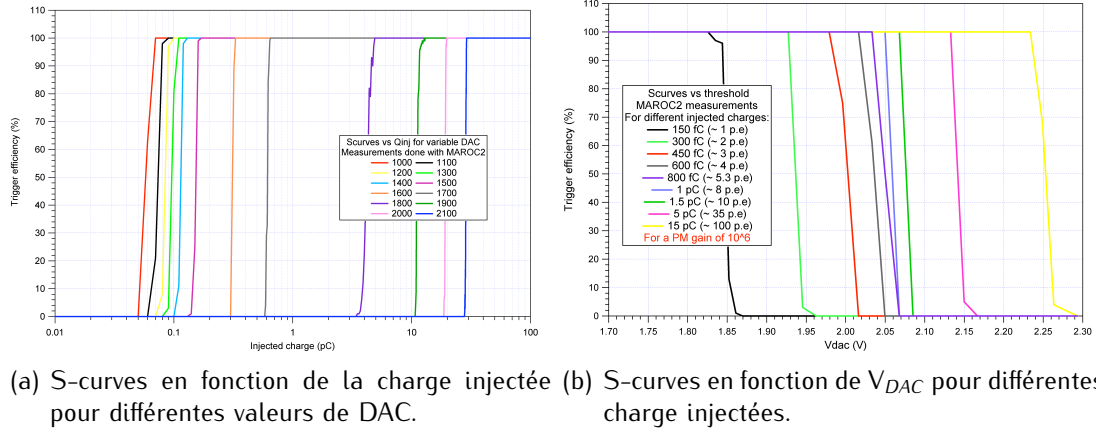


FIGURE 5.4: Différentes S-curves montrant la non linéarité de la réponse du FSU.

La figure 5.4(a) représente l'efficacité de déclenchement en fonction de la charge injectée pour différentes valeurs de DAC. Prenons l'exemple des courbes bleu clair (DAC=1400) et orange (1600). On voit que le point à 50 % se situe aux alentours de 0.1 pC pour la courbe bleu clair contre 0.3 pC pour la courbe orange. Ce qui veut dire que dans cet intervalle de charge, $\Delta_{DAC}(100) \equiv \Delta_{Charge}(0.1 \text{ pC})$. Si le gain du FSU était linéaire, on pourrait donc s'attendre à ce que la courbe vert foncé pour laquelle le point à 50 % se situe près de 10.1 pC corresponde à une valeur de DAC de 2400 ($= 1400 + 100 \times (10.1 - 0.1)$). Or la valeur de DAC pour la courbe vert foncé est de 1900 montrant la non linéarité du gain du FSU, en tout cas sur l'intervalle de charge mentionné. La figure 5.4(b) représentant l'efficacité de déclenchement en fonction de la tension de discrimination V_{DAC} pour différentes charges injectées montre exactement la même tendance.

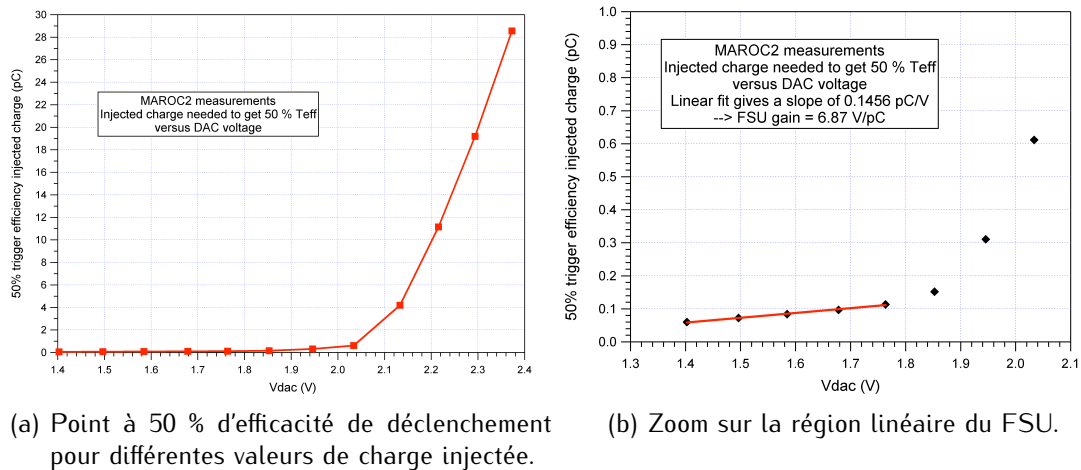


FIGURE 5.5: Évolution du point à 50 % en fonction de la tension de discrimination V_{DAC} .

A partir de la figure 5.4(a) on peut extraire le point à 50 % d'efficacité pour les différentes valeurs de charges injectées. La figure 5.5(a) représente ces points en fonction de V_{DAC} . On constate alors encore plus nettement la non linéarité du FSU sur toute la

gamme de V_{DAC} . Cependant, comme le montre la figure 5.5(b), le gain est linéaire pour $V_{DAC} \in [0.6-1.8 \text{ V}]$ (signal $< 2 \text{ pe}$), région correspondant aux petits signaux.

Le signal en sortie du MAPMT, lorsqu'il est couplé aux fibres scintillantes, a une amplitude moyenne de 4 pe et se situe donc principalement dans la région non linéaire du FSU. Mais cela n'est en rien préjudiciable pour notre utilisation. Le FSU remplit pleinement ses fonctions. Un gain fort et linéaire pour les faibles signaux permet de détecter des signaux avec une amplitude proche du tiers de photo-électron et donc de s'approcher de 100 % d'efficacité pour l'électronique.

5.2 Tests de la puce MAROC2 encapsulée



FIGURE 5.6: Carte de test avec la puce MAROC2 encapsulée et soudée. Un port USB permet la programmation et la commande du FPGA ALTERA qui assure la communication entre la puce MAROC2 et un PC.

En attendant la production du nouveau prototype de PMF conçu au LAL, les mesures s'effectuaient avec une carte de test sur laquelle la puce MAROC encapsulée est soudée (voir figure 5.6). L'objectif de ces premières mesures était de vérifier les mesures déjà effectuées sur la puce MAROC2 mais avec une carte de test différente.

5.2.1 Asymétrie du niveau de diaphonie

Lors des tests précédents une asymétrie de la diaphonie avait été remarquée. Lorsque l'on injectait un grand signal dans le canal i , le canal $i - 1$ présentait un niveau de diaphonie plus élevé que le canal $i + 1$ (voir figure 5.7 et 5.9(a)).

Comme décrit dans la section § 4.3.1, une partie du circuit est commune aux trois shapers. On ne peut physiquement pas injecter un signal uniquement dans un des shapers. Or, en fonctionnement nominal, les trois shapers sont alimentés. Donc lorsqu'on injecte un

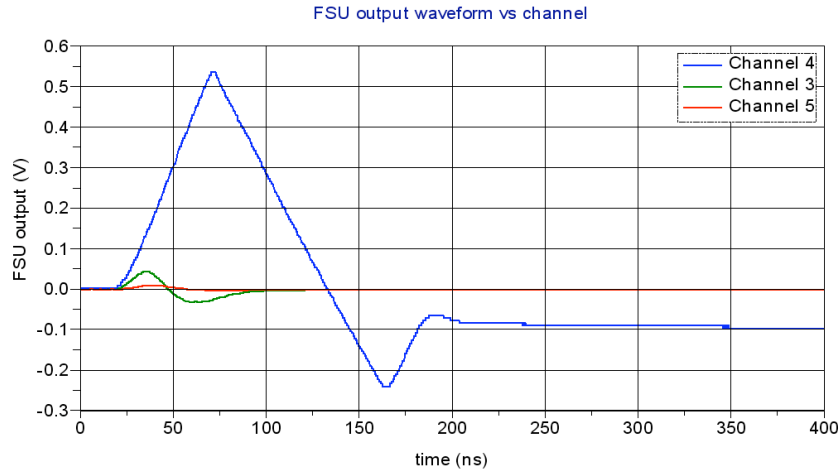


FIGURE 5.7: Signal de sortie du FSU pour le canal 4 central et ses canaux voisins 3 et 5. L'amplitude du canal 3 est supérieure à celle du canal 5. Les courbes sont obtenues par un oscilloscope en lisant les *buffers* du FSU.

signal en entrée d'un canal, même si on ne s'intéresse qu'à la sortie de déclenchement du FSU, le FSB reçoit lui aussi du signal. Et comme le montre la figure 5.8, le FSB du canal i est proche du FSU du canal $i - 1$. C'est le couplage capacitif intervenant entre ces deux voies qui explique l'asymétrie de la diaphonie. La solution trouvée pour s'en affranchir est de ne pas alimenter le FSB. Ainsi on uniformise le niveau de diaphonie entre canaux voisins supérieurs et inférieurs (voir figure 5.9). Cependant on constate qu'une légère asymétrie persiste, asymétrie dont l'influence se fera sentir à nouveau dans les tests avec MAPMT présentés dans la section § 5.3.1.

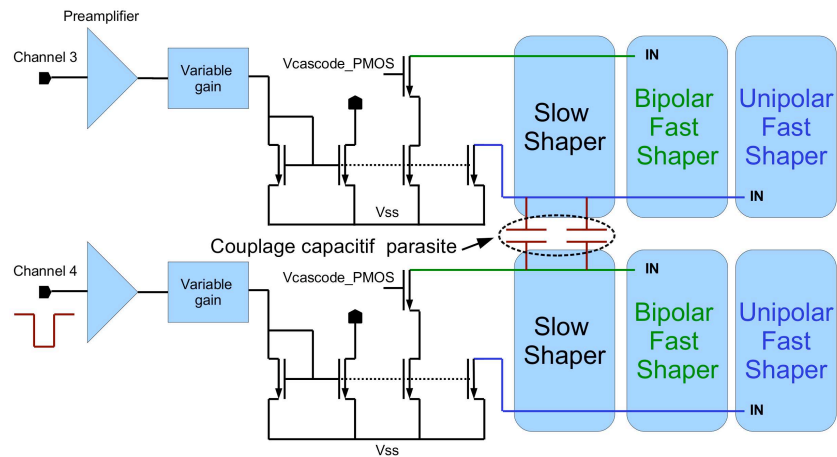


FIGURE 5.8: Schéma de deux canaux adjacents sur la puce MAROC2 expliquant le couplage capacitif parasite (capacités rouges) entre le FSB du canal où le signal est injecté et le FSU du canal voisin inférieur.

Le phénomène d'asymétrie ayant été à nouveau observé avec la nouvelle carte de test, le FSB a été mis hors tension pour chacun des 64 canaux de la puce MAROC2. Une fois

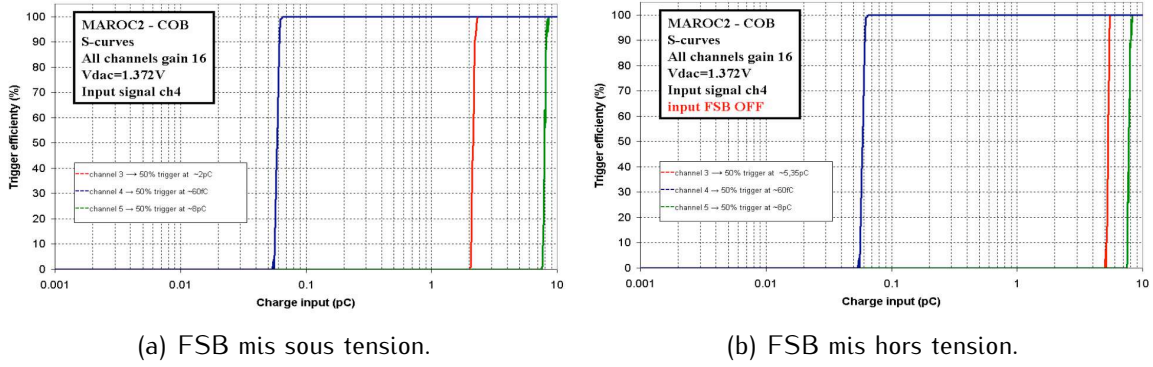


FIGURE 5.9: Signal de sortie du FSU pour le canal 4 central et ses canaux voisins 3 et 5. L'amplitude du canal 3 est nettement supérieure à celle du canal 5 dans le cas où le FSB est alimenté.

cette opération effectuée, nous avons réellement pu quantifier la diaphonie entre canaux.

5.2.2 Étude complète de la diaphonie

De manière générale, en électronique, la diaphonie se définit comme étant le rapport de l'amplitude du signal induit sur le signal inducteur. Dans notre cas nous ne pouvons pas directement mesurer le signal induit, mais plutôt ses conséquences sur le déclenchement du canal. La procédure pour regarder le niveau de diaphonie est la suivante : on fixe le seuil de discrimination proche de ce que nous avons identifié comme étant le niveau du tiers de photo-électron pour un photomultiplicateur de gain 10^6 . Dans cette configuration, 1 pe correspond à 150 fC. On injecte une charge croissante dans le canal i jusqu'à voir son efficacité de déclenchement passer à 100 %. Cela nous donne une première S-curve et nous permet d'extraire le point à 50 %. C'est ce point qui servira de référence pour le calcul de la diaphonie. On peut voir sa distribution exprimée en photo-électrons pour 24 canaux testés sur la figure 5.10. On continue à augmenter la charge injectée jusqu'à voir les canaux voisins $i - 1$ et $i + 1$ déclencher (voir figure 5.11). Ce qui donne une courbe similaire à la figure 5.9(b). La diaphonie appelée aussi *cross talk* (XT) en anglais est alors calculée entre le canal i et $i + 1$ comme suit :

$$XT(\%) = \frac{Charge_{50\%}(i + 1)}{Charge_{50\%}(i)} \quad (5.2)$$

Les résultats obtenus pour les 24 canaux testés sont représentés figure 5.11(b).

On trouve en moyenne une diaphonie de 3.1 %, ce qui est au dessus des 1 % souhaités. Cependant ce niveau correspond à des charges injectées de l'ordre de la dizaine de photo-électrons (voir 5.11(a)) qui ne sont que très rarement observées avec la combinaison des fibres scintillantes et du MAPMT utilisés pour l'expérience. Nous avons vu dans la partie § 4.2.4 que le signal en sortie du MAPMT avec les fibres scintillantes utilisées pour l'expérience est en moyenne de 4.3 photo-électrons dans le cas des fibres terminées à 90° et de 3.9 pour celles terminées à 45° . Les 3.1 % de niveau de diaphonie mesurés ne reflètent donc pas directement le taux d'événements induits par la diaphonie de la puce

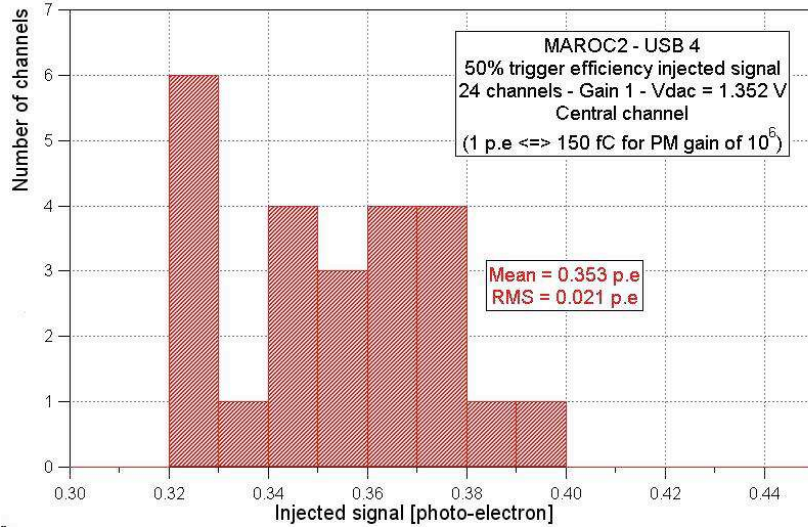
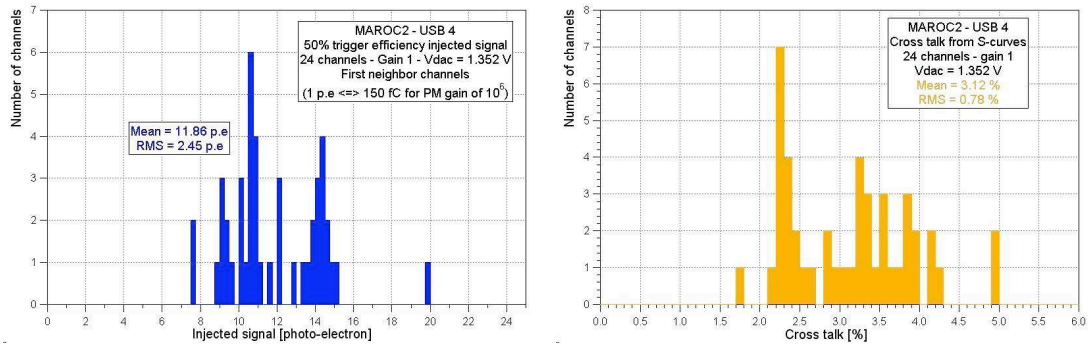


FIGURE 5.10: Distribution de la charge injectée nécessaire pour obtenir 50 % d'efficacité de déclenchement avec un seuil de discrimination fixe pour les 24 canaux testés. On trouve bien une charge moyenne proche du tiers de photo-électron.



(a) Distribution de la charge injectée dans le canal i nécessaire pour obtenir 50 % d'efficacité de déclenchement dans les canaux $i - 1$ et $i + 1$. (b) Distribution de la valeur de la diaphonie pour les 24 canaux testés.

FIGURE 5.11: Résultats sur la diaphonie pour les 24 canaux mesurés.

MAROC2.

Afin de s'en approcher nous avons mis en place un modèle simple qui permet de donner un sens plus physique à cette quantité et surtout de pouvoir la relier plus facilement à la mesure finale.

On a vu dans la partie § 4.2.4 que la forme du signal en sortie du MAPMT peut être décrite par l'équation 4.3. Mais on peut, afin de simplifier le modèle, considérer que cette réponse suit une loi de Poisson avec une moyenne $\mu = 4.3$ ou 3.9 photo-électron. Pour calculer la proportion d'événements qui passeront effectivement le seuil de discrimination, on réalise le produit de la S-curve obtenue pour le canal voisin par la distribution de

Poisson (voir figure 5.12). Cela ne nous donne pas exactement le taux de diaphonie. Il faut aussi calculer l'efficacité avec la même méthode. C'est finalement le rapport entre ces deux valeurs qui nous donne le niveau de diaphonie. Ainsi pour une moyenne de distribution de Poisson de 4.3 pe on peut s'attendre à un niveau de diaphonie inférieur à 1 %.

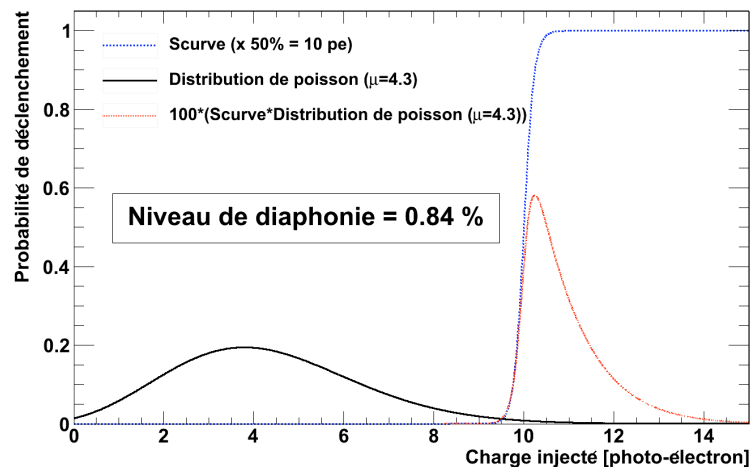


FIGURE 5.12: Produit de la S-curve (en bleu pointillés gros) par la forme du spectre en charge en sortie du MAPMT. Le résultat, la courbe rouge en pointillés fins, permet de retrouver le niveau de diaphonie. Pour le cas où le canal voisin présente un point à 50 % d'efficacité à 10 pe , et lorsque le signal en sortie du MAPMT a une amplitude de 4.3 pe , le niveau de diaphonie est inférieur au pourcent.

La figure 5.13 montre le niveau de diaphonie pour les 24 canaux testés et trois valeurs de moyenne de distribution de Poisson. À part quelques canaux bien au-dessus du % explicable par un couplage direct entre ces canaux, le niveau global est en-dessous du %. Ce résultat est tout à fait rassurant quant aux performances exigées de l'électronique.

Cependant les niveaux trouvés avec la méthode classique de calcul de la diaphonie ne correspondent pas aux attentes des concepteurs de la puce MAROC2. Nous avons donc cherché à déterminer si ce niveau élevé ne pouvait être expliqué par un autre facteur. Il n'était pas exclu que la diaphonie provienne d'un autre composant de la carte de test situé en amont de la puce MAROC2. Un des moyens de s'en assurer est de jouer sur les gains variables de la puce MAROC2.

Si l'on injecte un signal constant dans le canal central et que la diaphonie intervient après le préamplificateur à gain variable, alors le niveau devrait être indépendant du gain des canaux voisins. La figure 5.14 présente les résultats de cette mesure. Alors que le canal central a un gain unitaire, on fait varier le gain des canaux voisins et l'on réalise les S-curves en fonction de la charge injectée dans le canal central. Le résultat indique que plus le gain est faible, plus le niveau de diaphonie est faible. Cela confirme l'hypothèse selon laquelle la diaphonie intervient en entrée de la puce MAROC2. En effet le préamplificateur à gain variable a été conçu de telle sorte qu'il ne peut être à l'origine d'un tel niveau de diaphonie [70]. La diaphonie est donc en grande partie due au système

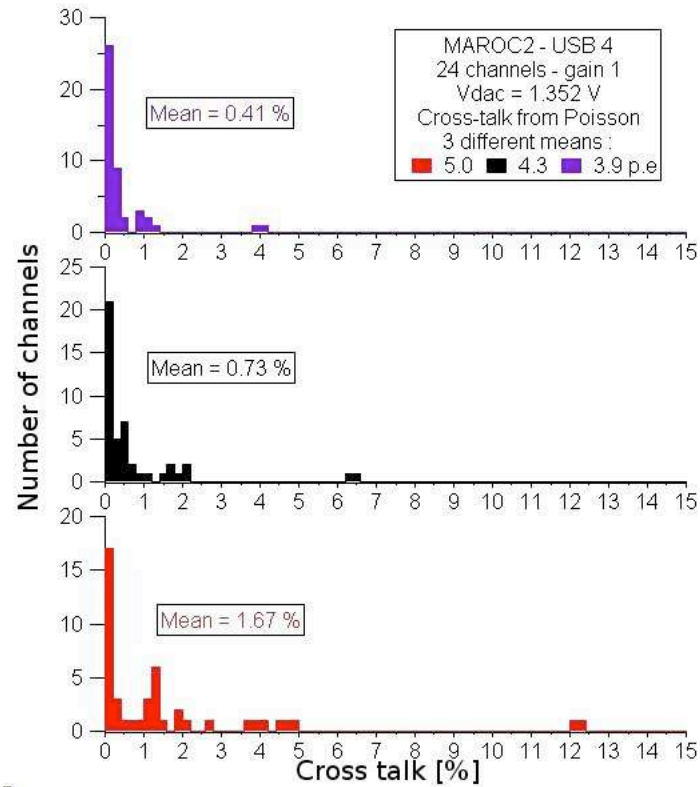


FIGURE 5.13: Distribution des niveaux de diaphonie pour les 24 canaux testés pour trois valeurs moyenne de la distribution de Poisson ($\mu=3.8$, 4.3 et 5).

d'injection de la charge et de la manière dont ce signal est délivré à la puce MAROC2.

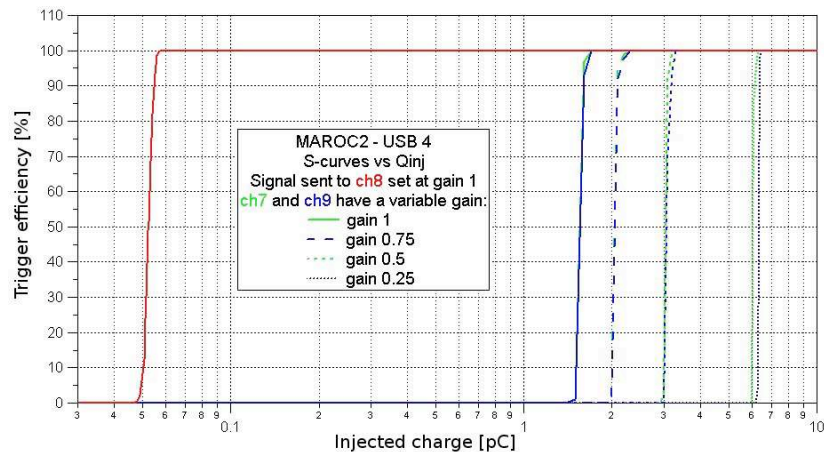


FIGURE 5.14: Dépendance en gain du niveau de diaphonie. La réponse montre que la diaphonie intervient soit au niveau du préamplificateur à gain variable, soit d'un composant de la carte de test en amont de la puce MAROC2.

Conclusion Les différents tests effectués sur la puce MAROC2 dite “on board” ont montré que les résultats répondent aux exigences :

- Nous avons pu régler le seuil de discrimination afin de détecter un signal équivalent à un tiers de photo-électron injecté dans un photomultiplicateur de gain 10^6 et ce pour tous les canaux testés, avec une dispersion de 6 % (voir figure 5.10).
- Le niveau de diaphonie observé est de 3.1 % avec une définition électronique du phénomène mais convolué avec le rendement de production de lumière des fibres et à son traitement par le photomultiplicateur, il chute en-dessous du pourcent. De plus nous avons pu identifier que cette diaphonie apparaît majoritairement en entrée de la puce MAROC, ce qui laisse espérer un niveau intrinsèque en deçà des exigences de conception.

5.3 Tests de la PMF : du prototype à la production en série

Pour la caractérisation et le test des cartes actives, une carte de test dédiée a été utilisée (voir 5.15). Cette carte de test a été conçue au LAL. Elle permet via un FPGA Xilinx de communiquer avec le FPGA Lattice situé sur la carte active qui va régler les différents paramètres statiques de MAROC et récupérer les informations de déclenchement. Un connecteur 100 points permet au câble kapton d’être directement connecté à la carte. Un port USB permet de piloter la carte grâce à différents programmes. Un programme C++ développé au LAL par le service électronique permet le réglage des PMFs et l’acquisition des données aussi bien analogiques que digitales. Une capture d’écran présentée figure 5.16 montre l’ergonomie du programme. Les bibliothèques développées pour ce programme ont été utilisées afin de créer un programme LabVIEW qui permet d’effectuer automatiquement les différents balayages nécessaires (gain, seuil de discrimination, charge injectée). Trois captures d’écran sont présentées figure 5.17.

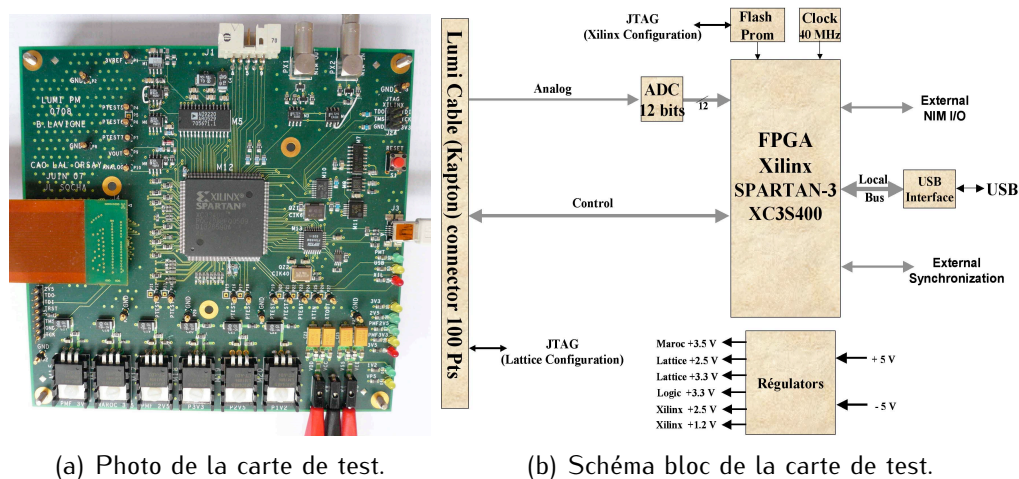


FIGURE 5.15: Carte de test utilisée pour la programmation et la lecture d’une rangée de 5 PMFs. Le FPGA Xilinx permet de faire le lien avec le FPGA Lattice situé sur la carte active.

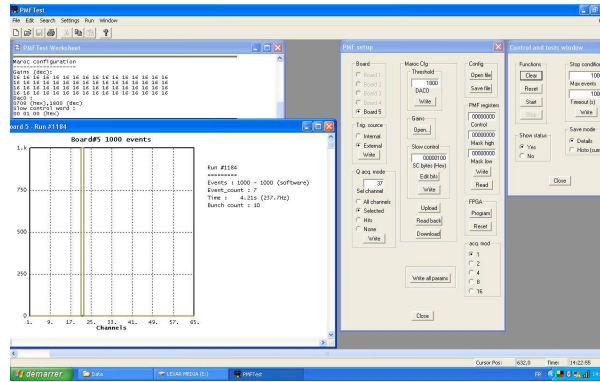
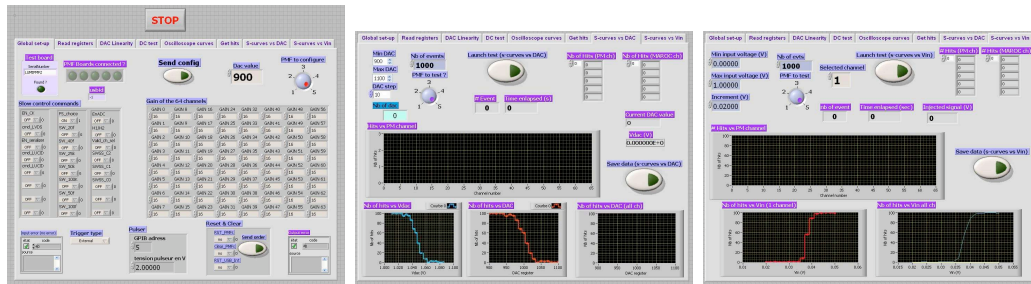


FIGURE 5.16: Capture d'écran montrant le programme C++ permettant la programmation et l'acquisition des données analogiques et digitales.



(a) Panneau de réglage des paramètres MAROC2. (b) Panneau S-curve en fonction du DAC. (c) Panneau S-curve en fonction de la charge injectée.

FIGURE 5.17: Captures d'écran montrant le programme LabVIEW assurant la programmation de la carte des test ainsi que l'automatisation des S-curves.

Pour toutes ces mesures, la charge est injectée directement sur les fiches de la carte passive via une capacité (figure 5.18). Nous pouvons ainsi balayer la gamme de 0 à 2 pC nécessaire à la caractérisation de la PMF.

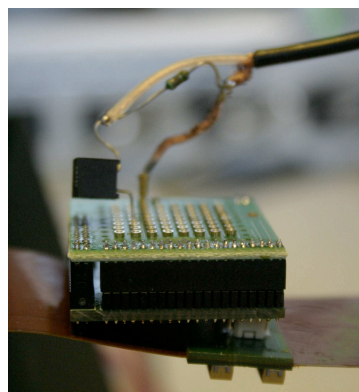


FIGURE 5.18: Système d'injection de la charge.

5.3.1 Caractérisation et validation du nouveau prototype de la PMF

L'objectif de cette série de mesures était de caractériser et de valider les cinq prototypes de PMFs prototypes produites en vue de la production d'un premier lot de PMFs pour le test-faisceau prévu à l'été 2008 (voir § 6.2). Cette caractérisation s'est effectuée à la fois au CERN avec un MAPMT couplé à la PMF complète et au LAL avec des tests électriques de couples carte active – carte passive.

Tests réalisés au CERN sur une PMF avec MAPMT

Les dernières mesures effectuées avec la première version de la PMF couplée à un MAPMT avaient été effectuées lors du test faisceau de 2006 au CERN. Cette version de PMF était équipée de MAROC1 et avait été conçue à Lund. Lors des tests en faisceau, le FSB avait été préféré au FSU alors trop bruyant pour la sortie de déclenchement. Lors du passage de MAROC1 à MAROC2 un gros travail a été effectué sur la stabilisation du FSU qui a donc été préféré au FSB pour la prise de donnée. De plus la conception de la PMF a été prise en charge par le LAL.

C'est donc une nouvelle version de PMF équipée de la seconde version de MAROC qui allait être testée. De plus, les tests électriques réalisés au LAL se faisaient sans la carte haute tension. Il était important de vérifier que cet élément ne perturbait pas le comportement des cartes passives et actives. Après de rapides tests avec un couple carte active – carte passive, la décision a été prise d'effectuer des tests au CERN avec les trois PCBs et un MAPMT.

Le montage est présenté sur la figure 5.19. Comme le montre la figure 5.20, nous avons utilisé deux méthodes pour illuminer les MAPMT. La première méthode utilise une diode placée au fond d'une boîte noire qui illumine tous les canaux en même temps (voir 5.20(a)) tandis que dans la deuxième méthode, la diode est couplée à une fibre optique qui permet d'illuminer un seul canal du MAPMT (5.20(b)). Si dans le premier cas tous les canaux ne reçoivent pas la même quantité de lumière car la LED n'est pas placée assez loin pour assurer un éclairage uniforme, dans le deuxième cas, en déplaçant la fibre optique, on peut reproduire la même mesure sur différents canaux. Pour les mesures nécessitant une caractérisation fine, la deuxième méthode sera donc préférée à la première.

Le plan d'étude que nous avons mis au point visait à caractériser le comportement de la PMF en fonction des tous les paramètres que le montage nous permettait de faire varier : le seuil de discrimination, le gain individuel des voies du MAROC, la haute tension des MAPMTs et la quantité de lumière injectée.

Les différentes configurations étaient appliquées aux mesures d'efficacité de déclenchement et de niveau de diaphonie.

Afin de comprendre les niveaux d'efficacité obtenus, il est important de se rappeler les notions présentées dans la partie § 4.2.4.

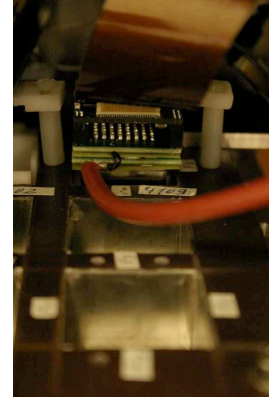
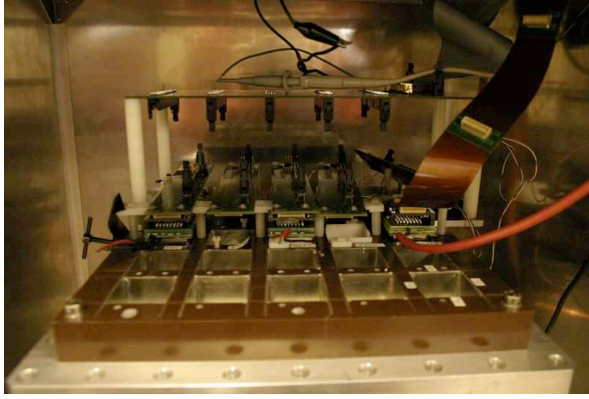
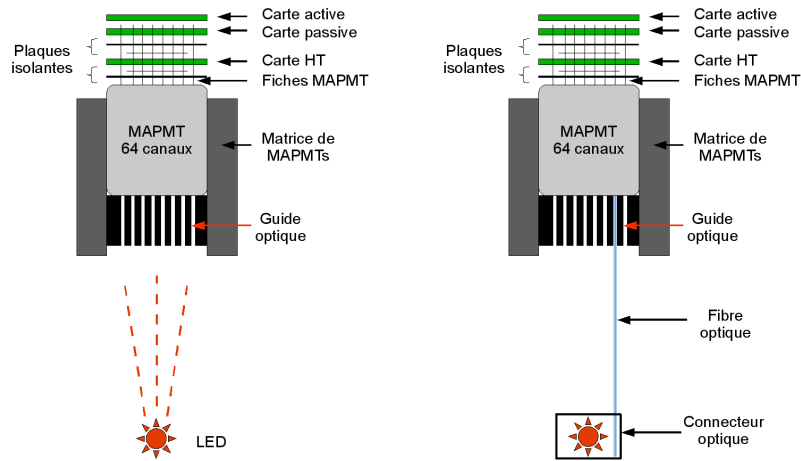


FIGURE 5.19: Montage utilisé pour les tests en lumière. Dans la boîte noire, la PMF est insérée sur la matrice de MAPMTs. L'alimentation haute tension ainsi que la carte de test sont situées en dehors de la boîte.



(a) Tous les canaux sont illuminés. (b) Un seul canal est illuminé via une fibre optique.

FIGURE 5.20: Montages utilisés pour illuminer le MAPMT.

Dans un premier temps il faut régler le temps de latence entre l'impulsion qui déclenche la LED et l'arrivée du Level 1 Accept (L1A) qui commande l'acquisition des données. Le L1A est normalement délivré par le système de déclenchement d'ATLAS, mais pour l'instant il est simulé par le FPGA Xilinx situé sur la carte de test. En effet comme le montre le schéma 5.21, les données de MAROC2 sont écrites avec une fréquence de 40 MHz dans une mémoire à décalage (FIFO). Un temps de latence de $1 \mu s$ simule la propagation du signal du L1A dans les câbles de la caverne d'ATLAS jusqu'aux pots romains. Si le L1A est activé (événement élastique identifié) l'information est transmise à une deuxième FIFO. A cet instant, deux autres mots permettant d'identifier l'événement (*Bunch Crossing Count* et *Event Counter*) sont accolés au mot de 64 bits contenant les données trans-

prises par la puce MAROC. Ensuite le signal est envoyé au système central d'acquisition d'ATLAS. Il faut donc ajuster le temps de latence afin de récupérer les données pertinentes.

La figure 5.22 représente les résultats du balayage du temps de latence. Comme attendu on observe une fenêtre pour laquelle l'efficacité de déclenchement est maximale. Ceci correspond au bon réglage du délai.

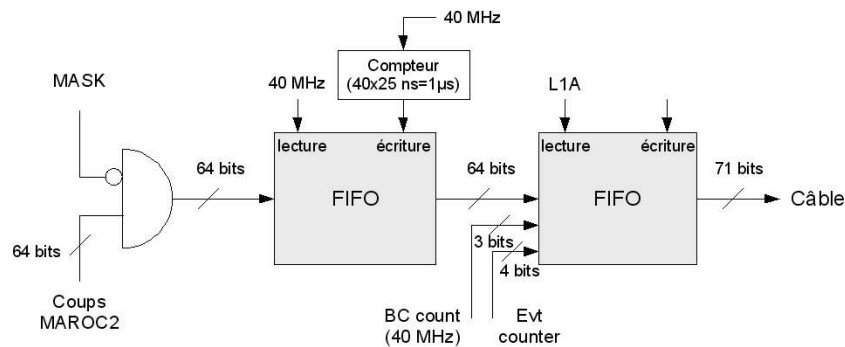


FIGURE 5.21: Schéma de l'acquisition des données dans le FPGA lattice. Le FPGA Xilinx situé sur la carte de test simule l'arrivée du signal du système central de déclenchement d'ATLAS (L1A). Le délai avec lequel le L1A arrive doit être ajusté afin d'acquérir le bon mot de données codé sur 64 bits.

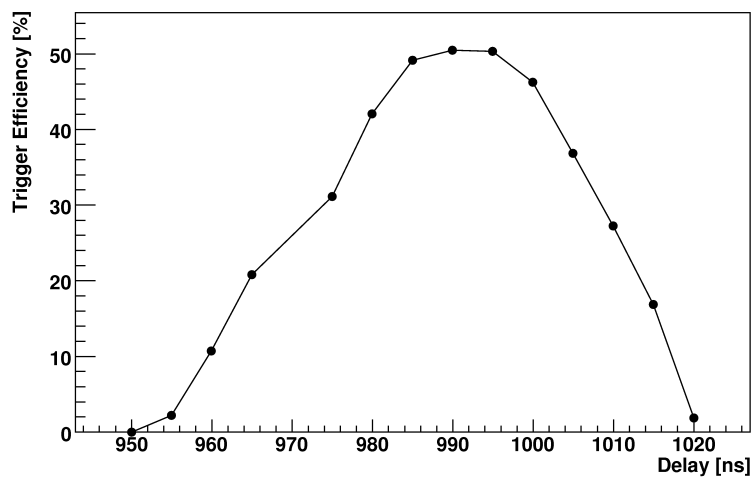


FIGURE 5.22: Balayage du temps de latence afin de synchroniser l'acquisition des données avec l'impulsion de déclenchement de la LED. L'origine de l'axe des abscisses est arbitraire.

Efficacité de déclenchement en fonction de la valeur de tension du signal utilisé pour alimenter la diode, V_{Diode} La figure 5.23 montre le comportement attendu : plus la tension de diode augmente plus l'efficacité de déclenchement augmente. Il est tout de même important de noter que contrairement aux S-curves réalisées en injectant une valeur de

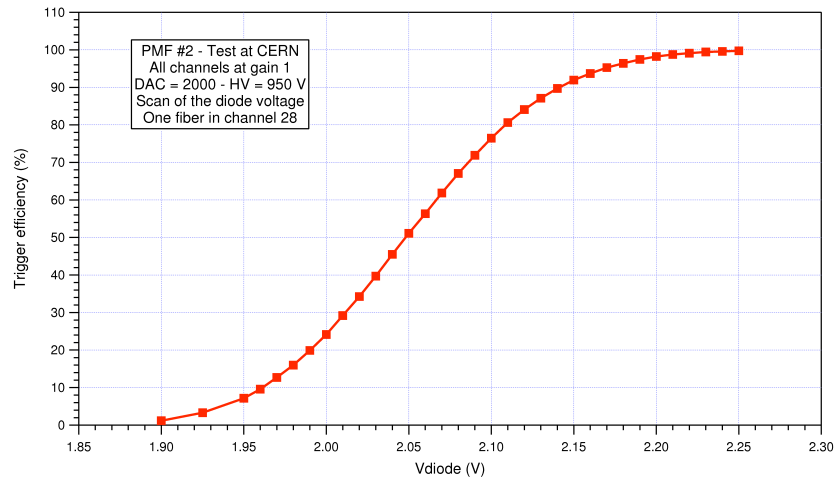


FIGURE 5.23: Efficacité de déclenchement en fonction de l'intensité lumineuse pour le canal 28 avec HV=950 V, DAC=2000 et gain "réel" unitaire.

charge unique via une capacité, le passage 0 à 100 % d'efficacité de déclenchement s'effectue sur une large plage de tension. Cela est dû à la largeur du spectre de lumière de la LED.

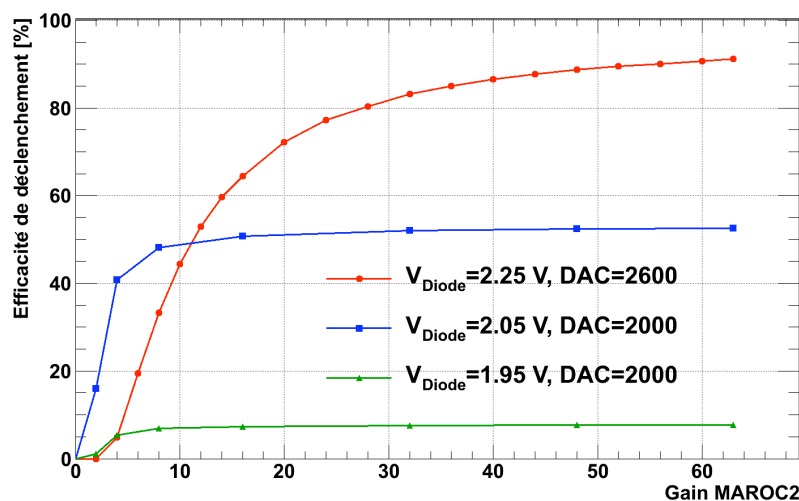


FIGURE 5.24: Efficacité de déclenchement en fonction du gain du préamplificateur pour le canal 28 avec HV=950 V.

Efficacité de déclenchement en fonction du gain La figure 5.24 représente la dépendance en gain du MAROC de l'efficacité de déclenchement pour trois valeurs de tensions de diode et deux valeurs de DAC. De manière générale, les trois courbes montrent le même comportement : lorsque l'on augmente le gain, l'efficacité de déclenchement augmente. De plus on observe une tendance à la saturation s'établissant sur des gammes des gains différentes dans les trois cas. Si la première observation est évidente et trouve une

explication toute naturelle, la deuxième l'est un peu moins.

Si on s'intéresse dans un premier temps uniquement aux deux courbes pour lesquelles le DAC est réglé à 2000, on constate que celle correspondant à la tension de diode la plus élevée voit son efficacité de déclenchement augmenter plus rapidement mais atteint la saturation sur une gamme de gain plus large. L'explication de ce phénomène est donnée dans la section § 4.2.4. En effet, on sait que plus la quantité de lumière est importante, plus le spectre en charge à la sortie du MAPMT s'étale, i.e. plus la quantité d'événements liés aux contributions de photo-électrons supérieures augmente. Ce sont ces événements qui passent le seuil de discrimination pour des valeurs de gain plus faibles. La saturation plus lente s'explique par une séparation plus grande du piédestal et du signal.

Si maintenant on regarde la courbe avec DAC=2600, à l'effet mentionné ci-dessus s'ajoute l'effet lié à l'augmentation du DAC. Son impact est évident, un événement de même amplitude a besoin de plus de gain pour passer un seuil de 2600 qu'un seuil de 2000.

L'information importante à retenir est que l'on doit ajuster le gain afin de se trouver dans la zone de saturation et donc proche de l'efficacité de déclenchement maximale. Afin de ne pas avoir à mettre un gain trop élevé et donc de ne pas dégrader le rapport signal sur bruit, le seuil de discrimination ne doit pas être trop élevé.

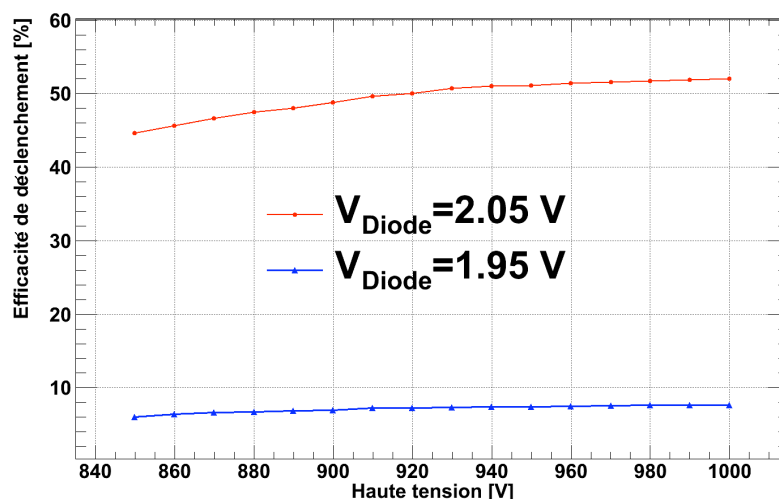


FIGURE 5.25: Efficacité de déclenchement en fonction de la haute tension appliquée au MAPMT pour le canal 28 avec DAC=2000 et gain "réel" unitaire.

Efficacité de déclenchement en fonction de la haute tension du MAPMT La figure 5.25 représente la dépendance de l'efficacité de déclenchement pour deux valeurs de tensions de diode en fonction de la haute tension appliquée au MAPMT. Le gain "réel" est de 1 et le DAC est réglé à 2000. Augmenter la haute tension du MAPMT revient à augmenter son gain. Par exemple une HV=900 V correspond à un gain de 10^6 alors que HV=950 V

correspond à un gain de $2 \cdot 10^6$. Le comportement observé est donc normal : si l'on augmente la haute tension, l'efficacité de déclenchement augmente. Il est intéressant de noter que si de manière absolue l'efficacité augmente plus pour $V_{Diode}=2.05$ V que pour $V_{Diode}=1.95$ V (44 → 52 % contre 6 → 8 %), de manière relative c'est le contraire (14 % contre 28 %). Cela s'explique à nouveau par la différence de quantité de lumière injectée. En effet pour $V_{Diode}=1.95$ V, seul 7 % des événements sont au delà du piédestal alors que pour 2.05 V la proportion est proche de 49 %. Le fait d'augmenter le gain du MAPMT a pour conséquence d'augmenter le niveau global des signaux.

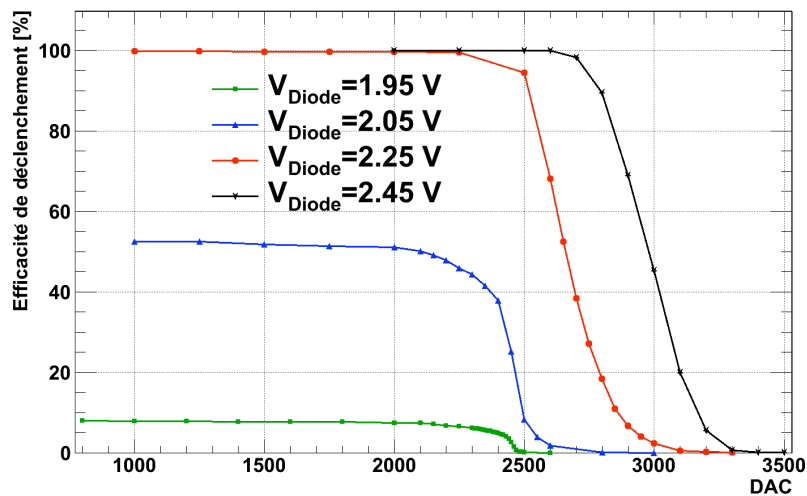


FIGURE 5.26: Efficacité de déclenchement en fonction du seuil de discrimination (DAC) pour le canal 28 avec HV=950 V et gain "réel" unitaire.

Efficacité de déclenchement en fonction du DAC La figure 5.26 représente la dépendance de l'efficacité de déclenchement pour quatre valeurs de tension de diode en fonction du seuil de discrimination avec une haute de tension de 950 V. On reconnaît sur cette figure la forme caractéristique de la S-curve en fonction du DAC. Le comportement observé est celui attendu : plus la tension de diode est élevée, plus l'efficacité de déclenchement moyenne est grande et plus il faut une grande valeur de DAC pour annihiler le signal.

Une autre information importante peut être extraite de cette figure. Plus la tension de diode est élevée et plus la gamme de DAC pour laquelle l'efficacité de déclenchement est constante est large. On sait que la moyenne du signal à la sortie du photomultiplicateur lorsqu'il est couplé aux fibres du détecteur principal est d'environ quatre photo-électrons. Ceci correspond à peu près à une tension de diode de l'ordre de 2.25 V. On s'attend donc à ce que l'efficacité de détection soit proche de 100 % si la particule passe dans le cœur de la fibre.

La figure 5.27 montre les résultats obtenus pour les huit canaux constituant une diagonale du MAPMT. Les mesures ont été faites canal par canal en utilisant le montage

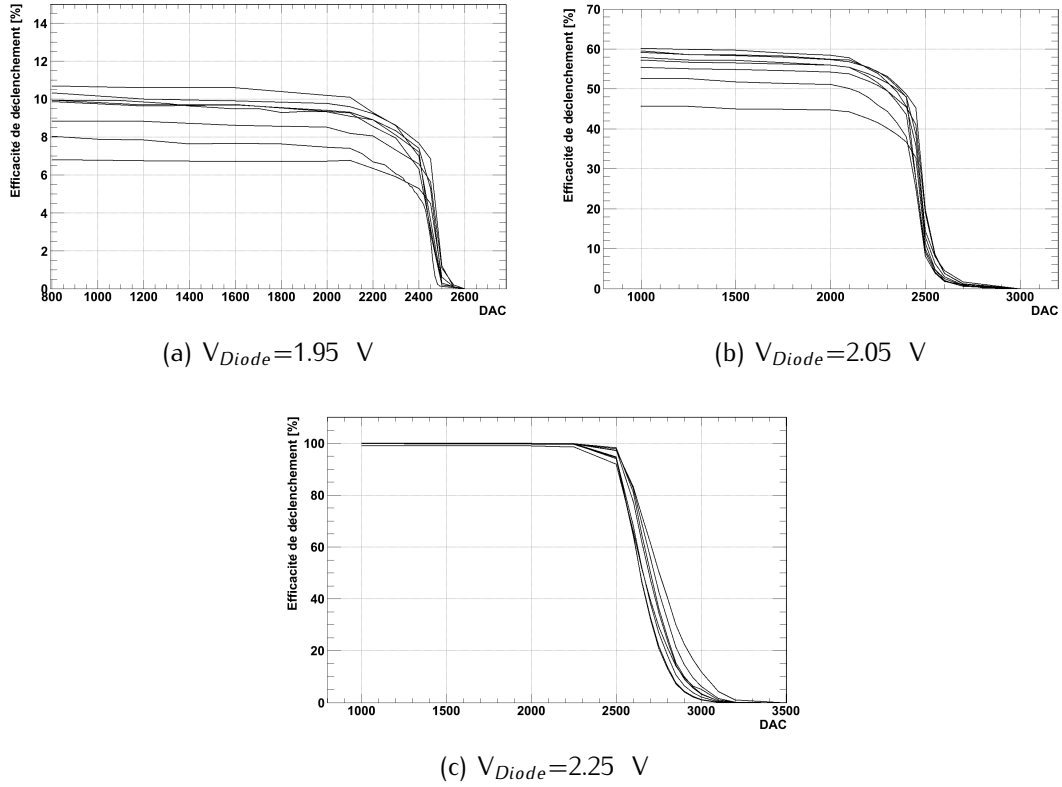


FIGURE 5.27: Efficacité de déclenchement en fonction du DAC pour différentes tensions de diode pour les huit canaux d'une diagonale du MAPMT.

présenté figure 5.20(b). On injecte donc dans tous les canaux la même quantité de lumière.

On peut observer la conséquence de la non uniformité des gains du MAPMT sur le niveau d'efficacité de déclenchement des différents canaux sur les figures 5.27(a) et 5.27(b). En effet deux canaux de MAPMT ayant des gains différents n'auront pas le même spectre de charge. La différence est liée à la distance entre le piédestal et le signal. Un fort gain n'a pas pour seule conséquence d'avoir un signal mieux séparé du piédestal mais aussi d'avoir plus d'événements détectables (voir figure 5.28). Quand le signal est très important (voir figure 5.27(c)) et que donc tous les canaux, quelque soient leurs gains, ont une efficacité de 100 %, on ne peut observer cette différence. Dans ce cas, la non uniformité en gain des canaux du MAPMT se retrouve au moment de la chute d'efficacité.

Il est important de noter qu'on retrouve à nouveau un large plateau où l'efficacité de déclenchement est quasi constante et ce pour tous les canaux. Ceci est confortable pour le réglage du seuil de déclenchement. En effet si on le place assez loin des valeurs auxquelles on observe une chute franche de l'efficacité, on peut être assez confiant sur le fait que l'on se situe dans l'intervalle pour lequel l'efficacité de déclenchement est maximum pour tous les canaux. C'est grâce à cela que la sensibilité au réglage de la tension de discrimination V_{DAC} évoqué dans la partie § 5.1.2 ne porte pas préjudice à la mesure.

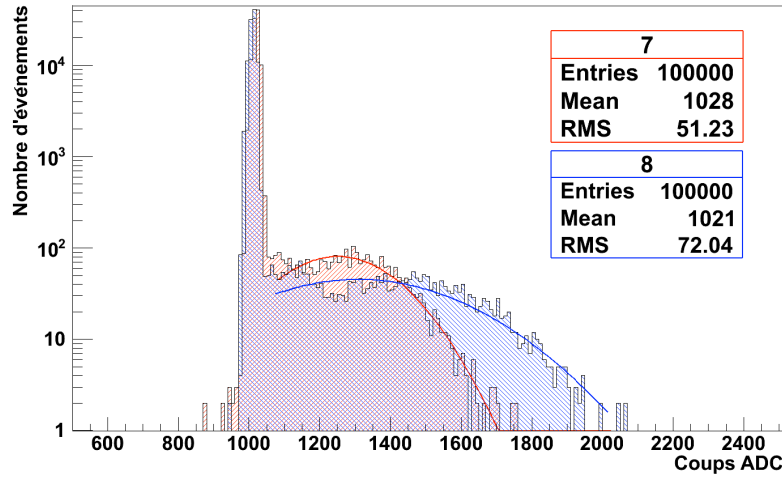


FIGURE 5.28: Spectre en charge obtenu à la sortie analogique de MAROC2. On constate ici la différence entre les canaux 7 et 8. Le canal 8 a un gain MAPMT plus élevé que le canal 7, son spectre est plus étalé et mieux séparé du piédestal.

Égalisation des gains du MAPMT La mesure présentée dans le paragraphe précédent nous a amené à vouloir réaliser une égalisation des gains du MAPMT. Nous l'avons fait sur l'ensemble des canaux du MAPMT et nous avons donc utilisé le montage présenté par la figure 5.20(a). Il est donc important de noter que l'égalisation effectuée n'a pas seulement corrigé la non uniformité des gains du MAPMT mais aussi la non uniformité de l'éclairement. La boîte noire utilisée ne permettait pas d'éloigner suffisamment la diode pour que l'on puisse éclairer uniformément l'ensemble du MAPMT. Le guide optique placé devant le MAPMT ayant une certaine profondeur (≈ 3 cm), la lumière pénètre peu dans les canaux excentrés par rapport à la diode.

Pour calculer les nouveaux gains nous avons utilisé comme critère l'efficacité de déclenchement. Nous réalisons donc une première prise de données avec tous les gains MAROC2 à 16 (i.e. un gain "réel" unitaire). De cela nous en tirons une efficacité de déclenchement médiane à laquelle on fait correspondre le gain 16. Nous aurions pu aussi mettre à l'échelle les gains en fonction du canal avec la plus grande efficacité de déclenchement mais cela nous aurait obligé à appliquer pour certains canaux des corrections trop grandes. On calcule ensuite le gain de chaque canal en utilisant la formule suivante :

$$\text{Nouveau Gain}(\text{canal } i) = \text{Int} \left(\frac{\text{Efficacité}(\text{canal } i)}{\text{Efficacité médiane}} \times 16 \right) \quad (5.3)$$

Après trois itérations nous avons obtenu le résultat présenté par les figures 5.29 et 5.30. L'égalisation des gains permet de passer d'un RMS de 4.9 % à 1.3 % pour la distribution de l'efficacité de déclenchement des 64 canaux du MAPMT.

Le niveau de diaphonie Les tests réalisés sur la puce MAROC2 encapsulée et soudée sur la carte de test détaillés dans la partie § 5.2 n'avaient pas vraiment permis de déterminer le niveau de diaphonie intrinsèque de la puce. En effet la diaphonie observée

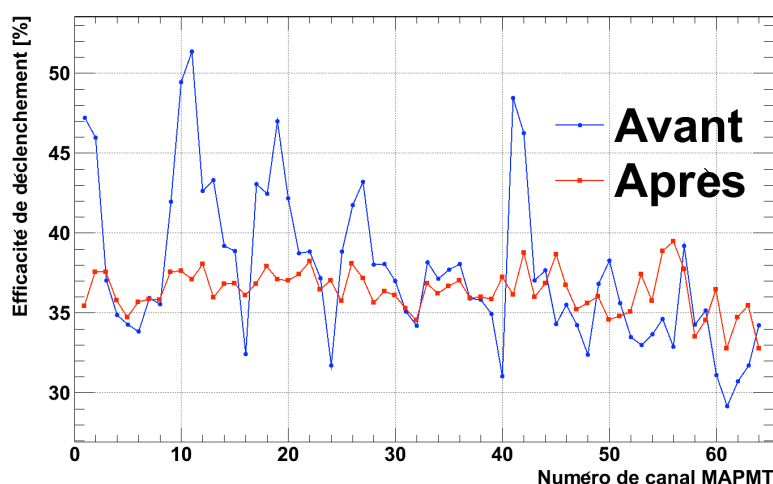


FIGURE 5.29: Efficacité de déclenchement pour les 64 canaux du MAPMT avant et après égalisation des gains avec $DAC=1100$, $HV=950$ V et $V_{Diode}=1.98$ V.

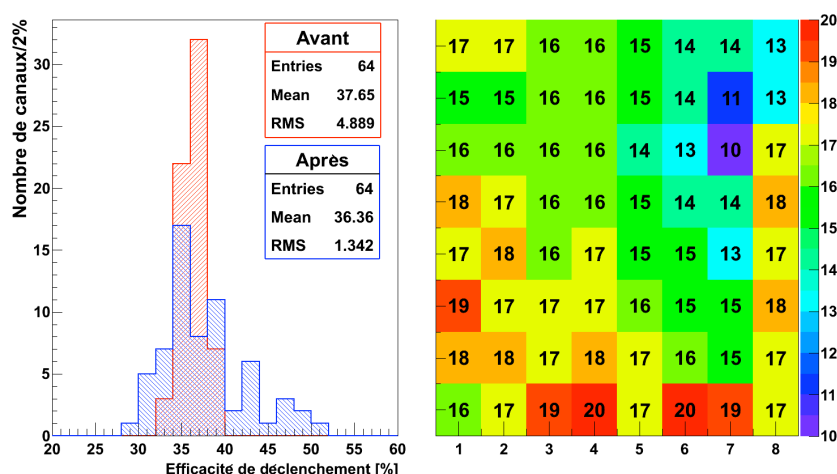


FIGURE 5.30: L'histogramme de gauche représente la distribution de l'efficacité de déclenchement pour les 64 canaux du MAPMT avant et après égalisation des gains. Le RMS passe de 4.9 % à 1.3 %. Le plot de droite représente la table des gains appliqués pour réaliser la correction.

provenait principalement d'un couplage en entrée de la puce MAROC donc sur la carte de test. Mais cela nous avait tout de même amené à la conclusion que le niveau de diaphonie intrinsèque du MAROC était très faible, inférieur au pourcent.

Dans le cadre des tests avec MAPMT nous souhaitions à la fois avoir une idée du niveau global de diaphonie, mais également d'en séparer les différentes sources possibles.

Pour la mesure de diaphonie nous avons utilisé le montage présenté par la figure 5.20(b). Dans ce montage les principales sources de diaphonie connues sont :

- pour le MAPMT :

- Interface fibre/photocathode. Si le connecteur optique n'est pas bien aligné avec le MAPMT il est possible que plus d'un canal soit illuminé à la fois. Et même si il est bien aligné, si l'angle d'incidence du photon est trop grand, il peut frapper la photocathode située en face du canal voisin.
- Espace entre la photocathode et le premier étage multiplicateur. L'électron généré dans la photocathode située en face du canal central peut être attiré par la première dynode du canal voisin.
- Induction dans la colonne multiplicatrice voisine. Un électron peut s'échapper de la colonne multiplicatrice dans laquelle il est entré pour rejoindre celle d'un canal voisin et démarrer une nouvelle cascade.
- pour la PMF :
 - Routage des pistes et connecteurs noirs reliant la carte passive à la carte active (voir figure 4.16).
 - la puce MAROC2.

Le montage ne peut permettre de distinguer les différentes sources de diaphonie liées au MAPMT. On ne pourra que donner un chiffre global comportant toutes les sources possibles évoquées. Mais comme nous allons le voir, il est possible de distinguer la diaphonie provenant du MAPMT de celle provenant de la PMF.

Le câblage et le routage des différents signaux a une importance majeure dans cette étude. En effet si deux canaux voisins sur le MAPMT le sont aussi sur la PMF, il devient à nouveau impossible de différencier les sources de diaphonie. On retrouve la même chose sur la PMF, les canaux voisins sur les connecteurs et les fiches du MAPMT pouvant également être voisins sur la puce MAROC2.

Dans cette étude nous allons nous concentrer sur trois composants : le MAPMT, la puce MAROC et les connecteurs noirs reliant la carte passive à la carte active.

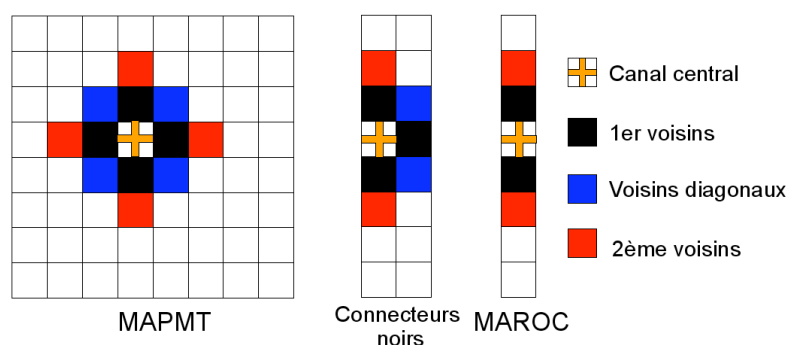


FIGURE 5.31: Définition des divers types de voisins pour les différents composants.

La figure 5.31 présente la définition du voisinage pour les différents composants. La figure 5.32 représente l'évolution du niveau de diaphonie en fonction de la tension appliquée à la diode pour les différents types de voisins et pour les différents composants listés

ci-dessus pour un gain MAROC de 16, un DAC=2000 et une haute tension du MAPMT de 950 V. Le niveau de diaphonie est moyenné sur les voisins du même type (quatre premiers voisins pour le MAPMT, trois pour les connecteurs noirs, etc...). Comme on pouvait s'y attendre, plus la quantité de lumière est importante, plus le niveau de diaphonie est élevé.

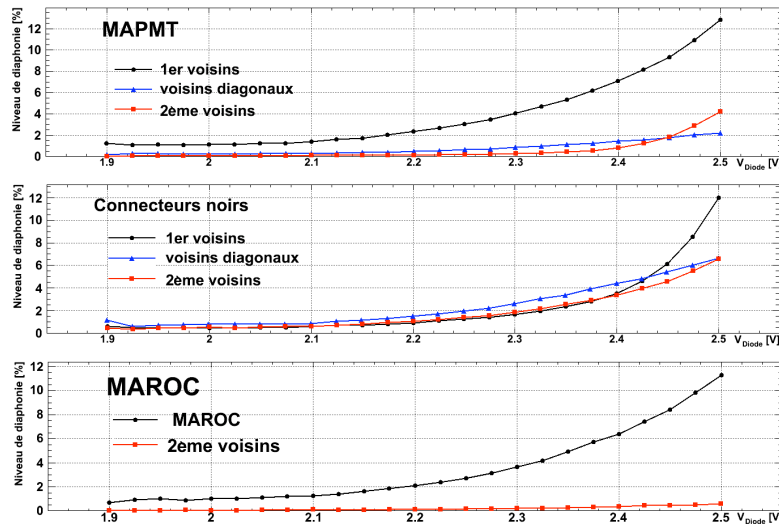


FIGURE 5.32: Évolution du niveau de diaphonie dans le MAPMT, les connecteurs noirs et la puce MAROC pour les différents type de voisins pour gain MAROC de 16, un DAC=2000 et une haute tension du MAPMT de 950 V.

Analysons les plus en détail, un par un :

- Pour le MAPMT, si dans un premier temps la hiérarchie entre voisins est respectée (niveau des premiers voisins > niveau des voisins diagonaux > niveau des deuxièmes voisins), on note un net point d'inflexion pour une tension de diode proche de 2.4 V. Le niveau de diaphonie des seconds voisins dépasse alors celui des voisins diagonaux.
- Pour les connecteurs noirs on remarque le même point d'inflexion. Cela nous laisse déjà entrevoir un couplage commun entre le MAPMT et ces connecteurs.
- Pour la puce MAROC l'évolution est régulière mais le haut niveau de diaphonie laisse à penser que celui-ci aussi est lié à un couplage sur un autre composant.

Le point d'inflexion observé pour le MAPMT et les connecteurs nous a amené à regarder le câblage en détail. Nous avons donc pu identifier les différents canaux touchés et leurs positions à chaque étape de la chaîne d'acquisition. On obtient ainsi les figures 5.33 et 5.34. On remarque alors que si pour une tension de diode de 2.25 V, la diaphonie reste symétrique et semble principalement venir du MAPMT, à 2.5 V les connecteurs jouent un rôle prépondérant dans la répartition de celle-ci. En effet le canal premier voisin à la fois sur le MAPMT et le connecteur a un niveau de diaphonie plus élevé (17.6 %) que les autres premiers voisins sur le MAPMT (11.1 % de moyenne). De même le deuxième voisin sur le MAPMT (11.4 %) ainsi que le deuxième en diagonale (6.8 %) qui ne déclenchaient pas pour des signaux plus faibles montrent désormais un niveau de diaphonie comparable à celui des premiers voisins sur le MAPMT.

On pourra aussi remarquer grâce à cette représentation que les premiers voisins ver-

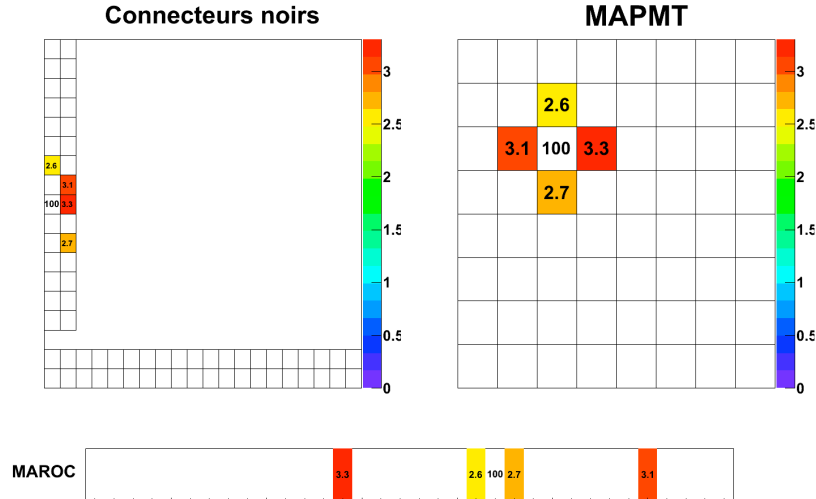


FIGURE 5.33: Niveau de diaphonie représenté en tenant compte de la géométrie des différents composants pour $V_{Diode} = 2.25$ V. Utiliser les couleurs afin de repérer les correspondances.

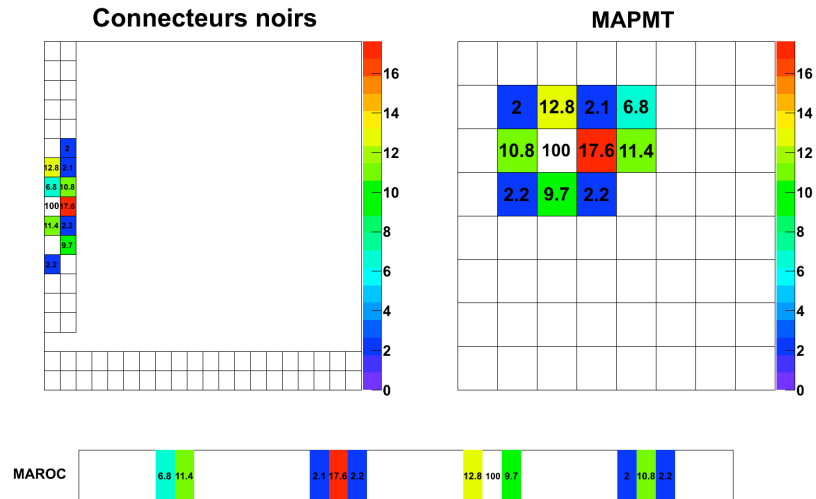


FIGURE 5.34: Niveau de diaphonie représenté en tenant compte de la géométrie des différents composants pour $V_{Diode} = 2.5$ V. Utiliser les couleurs afin de repérer les correspondances.

tics sur le MAPMT sont aussi premiers voisins au niveau de la puce MAROC. Donc à nouveau il est impossible de quantifier la contribution pure de la puce MAROC dans le niveau de diaphonie global même si l'expérience nous fait dire qu'elle ne domine pas. L'analyse des figures 5.33 et 5.34 nous permet de retrouver ici l'asymétrie sur le niveau de diaphonie observée entre les canaux inférieurs et supérieurs de la puce MAROC2 malgré que le FSB ne soit pas alimenté. Si la figure 5.33, avec une intensité lumineuse relativement faible, montre un niveau de diaphonie symétrique (2.6 % contre 2.7 %), lorsque le signal d'entrée est important, comme sur la figure 5.34, on retrouve le fait que le canal inférieur est plus couplé au canal central que le supérieur (12.1 % contre 9.7 %).

La figure 5.35 représente le niveau de diaphonie en fonction de la tension de diode

pour les canaux voisins à la fois sur le MAPMT et les connecteurs. On constate alors que les deux courbes pour lesquelles le canal est premier voisin sur le connecteur (noté BC sur la figure) montrent à nouveau un point d'inflexion situé vers 2.4 V. Alors que pour les autres l'évolution est plutôt régulière.

Cela montre que pour le MAPMT la diaphonie a un comportement quasiment linéaire en fonction de l'amplitude du signal injecté et que quelque soit l'amplitude du signal induit dans le canal voisin, l'effet de multiplication entraîne sa détection quasi systématique. Pour l'électronique le signal n'est pas amplifié avec des gains comparables à celui du MAPMT (facteur 1, 2 ou 3 pour l'électronique contre un facteur 10^6 pour le MAPMT). Il faut donc un signal inducteur très fort pour que le signal induit passe le seuil de discrimination. C'est l'effet du seuil de discrimination qui explique le point d'inflexion observé sur les différentes courbes précédentes.

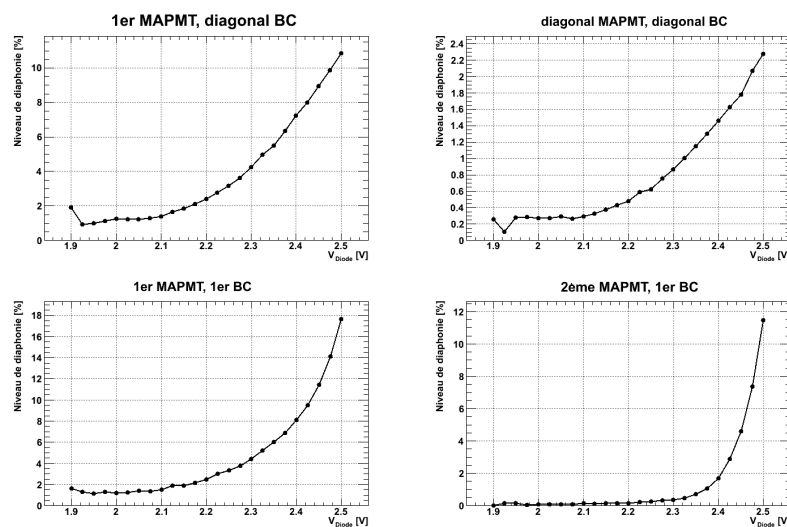


FIGURE 5.35: Évolution du niveau de diaphonie pour des canaux à la fois voisins sur le MAPMT et les connecteurs noirs.

L'effet de couplage multiple peut être encore plus marqué lorsque les pistes partant des fiches du MAPMT jusqu'aux connecteurs situés en bordure de la carte passive sont routées côte à côte. C'est ce que montre la figure 5.36, où un canal ayant cette propriété montre un niveau de diaphonie anormalement élevé (28 % contre 9 % en moyenne pour les autres canaux), que seule la proximité sur les connecteurs ne peut expliquer.

Comme nous avons pu le constater pour une tension de diode de 2.2 V pour laquelle le signal injecté est proche de celui obtenu avec les fibres scintillantes utilisées pour l'expérience, le niveau de diaphonie est inférieur à 2% pour tous les composants. Il est important de noter que le montage est loin d'être aussi soigné que ce qu'il sera lors de l'assemblage du détecteur final. En effet une attention particulière sera portée sur l'alignement des connecteurs optiques avec l'ouverture des pixels du MAPMT ainsi que la minimisation de l'interface fibre/air/photocathode.

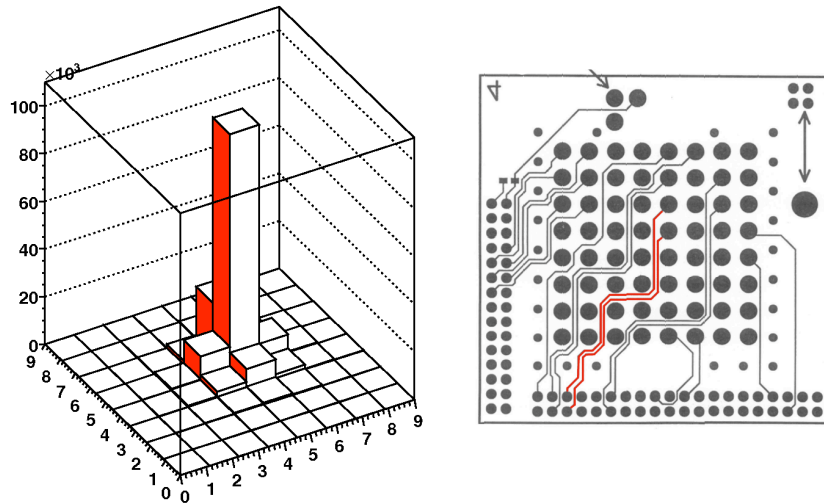


FIGURE 5.36: On peut visualiser ici le niveau de diaphonie entre le canal 28 et ses voisins. Le canal 27 montre un niveau deux fois supérieur qui s'explique par le routage côte à côte des pistes sur la carte passive.

Influence de la haute tension Pour étudier l'influence de la haute tension du MAPMT sur le niveau de bruit de la PMF, nous avons réalisé deux mesures, une avec et une sans la haute tension. Pour chacune de ces mesures nous effectuons un balayage du DAC en partant d'un niveau inférieur au piédestal, pour lequel on a donc 100 % d'efficacité sur les canaux, jusqu'à une valeur de DAC où l'efficacité chute à 0 %. La figure 5.37 représente la distribution du point à 50 % pour les 64 canaux du MAPMT. Elle montre que la haute tension n'a aucune influence sur la distribution du niveau du piédestal.

Conclusion L'ensemble des mesures effectuées montre que le MAPMT couplé à la PMF donne des résultats tout à fait satisfaisants :

- Le comportement en fonction de la haute tension du MAPMT, du gain, du seuil de discrimination et de la quantité de lumière injectée répond tout à fait aux attentes. Les mesures ont permis d'avoir d'ores et déjà une idée des valeurs à régler pour tous ces paramètres afin d'obtenir la meilleure efficacité de détection.
- Le comportement de la diaphonie en fonction de la quantité de lumière injectée est celui attendu. Le MAPMT prédomine dans le niveau global, l'électronique ne contribuant que pour de très forts signaux. On trouve un résultat en accord avec ce qui avait été observé dans la section § 5.2 à savoir que la puce MAROC contribue très peu au niveau général de diaphonie.

Tests réalisés au LAL sur 5 prototypes de PMFs

La linéarité du seuil Comme énoncé dans la section § 4.3.1, une des exigences de la puce MAROC2 est que la valeur de la tension de référence à laquelle est comparée l'amplitude du signal du FSU varie linéairement avec la valeur de registre (DAC) que l'on règle.

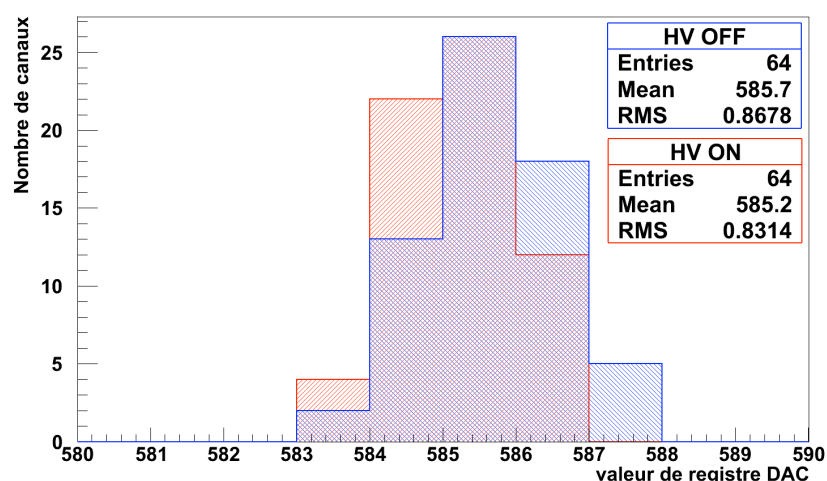


FIGURE 5.37: Distribution du niveau du piédestal en équivalent de valeur de DAC avec la haute tension sur le MAPMT et sans.

La tension fixant le seuil de discrimination V_{DAC} est lue avec une sonde positionnée sur un point de test de la PMF. Le résultat du balayage de la valeur de registre du DAC pour une PMF est présenté sur la figure 5.38. On trouve bien une non linéarité inférieure au pourcent ce qui correspond parfaitement aux attentes.

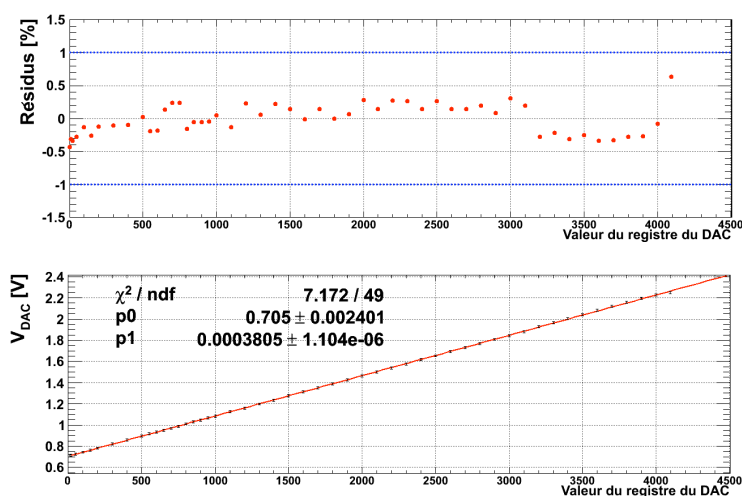


FIGURE 5.38: Résultat du balayage de la tension de discrimination en fonction de la valeur du registre du DAC. Les résidus du lissage sont inférieurs au pourcent.

L'homogénéité de la réponse du FSU Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous utilisons désormais le FSU pour la sortie de déclenchement. Le piédestal du FSU est fixé à 0.9 V. Comme le seuil de discrimination est commun à tous les canaux, il est important que ce piédestal soit uniforme pour les 64 canaux de la puce MAROC. La figure

5.39 montre la distribution du piédestal pour les 64 canaux d'une PMF. Le RMS est de 1 mV (soit 0.1 %) ce qui est tout à fait acceptable au regard de la linéarité du DAC obtenue.

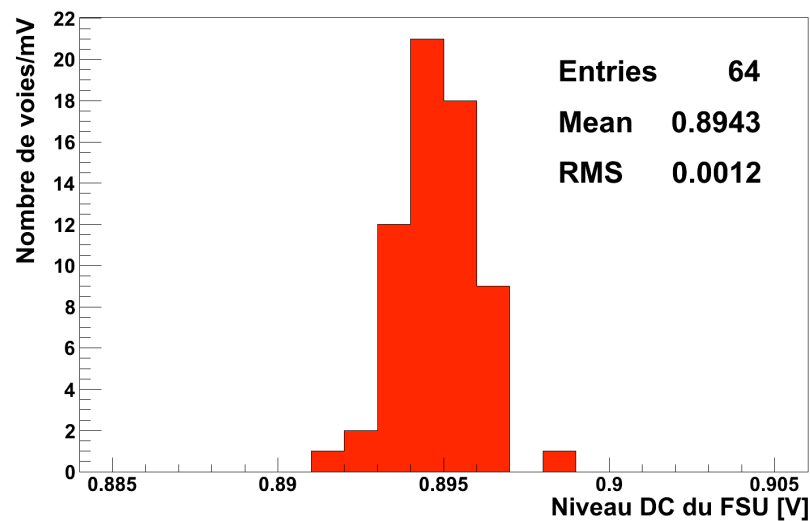


FIGURE 5.39: Distribution du niveau de piédestal du FSU pour les 64 canaux d'une PMF. Le RMS de 1 mV (1.3 ‰) montre une très bonne homogénéité entre les canaux.

Si les deux mesures présentées précédemment nous permettent de nourrir de bons espoirs quant à l'homogénéité de la réponse de l'ensemble des canaux de la PMF, il nous manque quand même encore une information. En effet la mesure du niveau de piédestal du FSU ne suffit pas. Il faut aussi s'assurer que le gain du FSU est uniforme. Pour le vérifier, on fixe la charge injectée à 150 fC, équivalente à 1 photo-électron pour un MAPMT de gain 10^6 , et l'on fait varier le DAC jusqu'à ce que l'efficacité de déclenchement chute à 0. On en extrait le point à 50 % d'efficacité pour tous les canaux. La distribution obtenue est montrée figure 5.40. On constate un RMS de 17 mV (1.3 %) nettement supérieur à ce que l'on avait obtenu pour le piédestal. Cela nous renseigne sur la dispersion du gain du FSU.

On peut également appréhender cet effet en utilisant l'autre type de S-curve. On fixe le seuil de discrimination à la valeur pour laquelle en moyenne nous avons 50 % d'efficacité pour une charge injectée équivalente à 1/3 photo-électron et nous réalisons un balayage de la charge injectée. Le résultat de l'ajustement des S-curves obtenues pour les 5 PMFs est présenté sur la figure 5.41(a). Si on en extrait le point à 50 % on obtient la distribution de la figure 5.41(b). Les résultats pour les cinq PMFs testées sont résumés dans le tableau 5.1.

On peut aussi constater en voyant ces résultats que la dispersion de la moyenne de ces distributions qui d'environ 4 fC. On retrouve l'effet expliqué dans la section § 5.1.2 : une même valeur de DAC ne veut pas nécessairement dire une même tension de discrimination V_{DAC} .

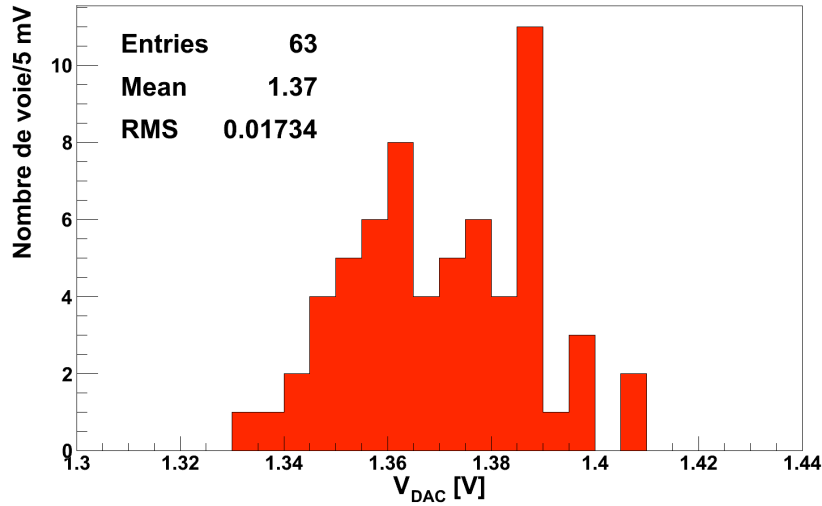
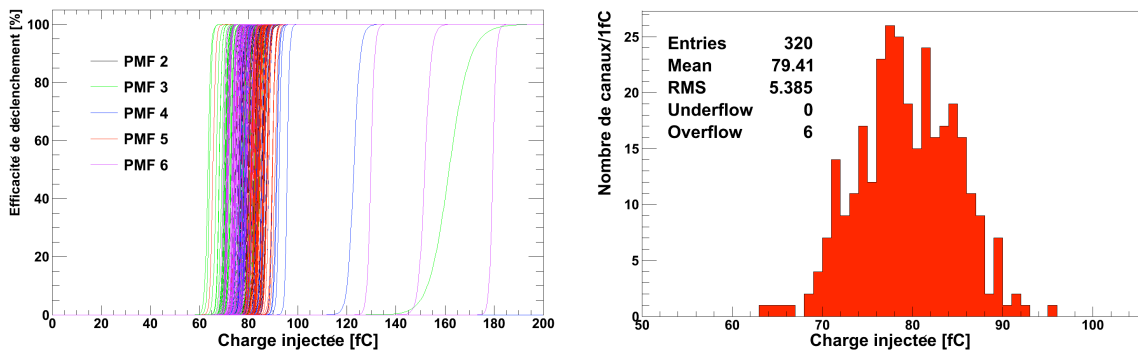


FIGURE 5.40: Distribution pour une PMF de la valeur de tension de discrimination (V_{DAC}) pour laquelle, avec une charge injectée de 150 fC, l'efficacité de déclenchement est à 50 %. Une voie de cette PMF était déplacée et n'apparaît pas dans la distribution.



(a) S-curves en fonction de la charge injectée pour les 320 canaux des 5 PMFs testées. (b) Valeur de la charge injectée pour obtenir 50 % d'efficacité de déclenchement avec un seuil équivalent à $1/3$ de p_e .

FIGURE 5.41: Résultats obtenus pour les 320 canaux des 5 PMFs testées.

Le préamplificateur à gain variable La figure 5.41(a) montre que quelques voies sur quelques PMFs sont décalées. Il faut injecter un signal plus grand afin qu'elles déclenchent. Pour ramener le niveau de déclenchement au plus près de ceux des autres canaux de la PMF nous pouvons jouer sur le gain variable du préamplificateur pour ramener le niveau de déclenchement de ces canaux au niveau moyen de la PMF. C'est ce que montre la figure 5.42.

Cette opération ne peut cependant pas être réalisée sur tous les canaux. Dans le cas de figure où à la fois le gain du canal du MAPMT et celui de la puce MAROC sont faibles, la correction nécessaire sera soit irréalisable (gamme de gain trop faible) soit le gain appliqué rendra le canal trop bruyant. Les cartes actives présentant de tels canaux seront mises de côté et utilisées en cas de panne.

TABLE 5.1: Moyenne et RMS de la distribution de la charge injectée pour laquelle on obtient 50 % d'efficacité de déclenchement avec un seuil équivalent à $1/3$ de pe .

PMF	Moyenne [fC]	RMS [fC]
2	79.55	3.05
3	74.85	4.67
4	83.30	4.55
5	83.80	3.75
6	75.52	2.85

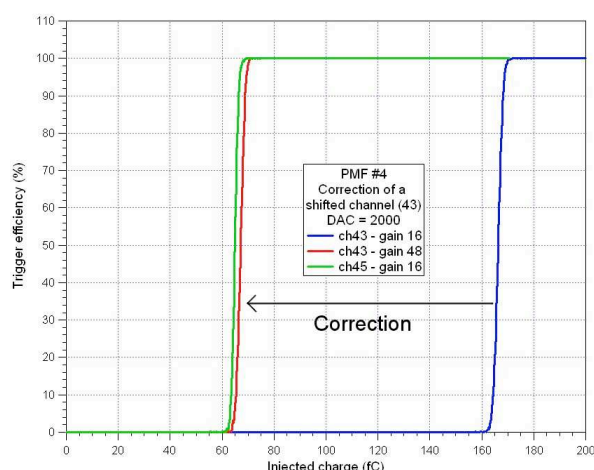


FIGURE 5.42: Exemple de correction d'une voie ayant un gain trop faible par application d'un gain supérieur à l'unité dans le canal correspondant de la puce MAROC2.

Le délai du niveau 1 du trigger Nous avons observé que suivant la position de la PMF sur le câble kapton, l'efficacité de déclenchement variait. La figure 5.43 montre en effet que plus la PMF est proche de la carte de test plus son niveau d'efficacité de déclenchement est bas et plus il fluctue. Une explication naturelle de ce phénomène est le réglage du temps de latence entre le *pulse* d'entrée et l'acquisition des données. Les tests précédents avaient été effectués systématiquement en position 5 sur le câble car cela entraîne moins de contrainte sur les connecteurs et facilite la manipulation des PMFs. Si le délai fixé pour cette position est optimal, il ne l'est pas pour les autres positions. Nous avons donc effectué un balayage du délai pour les PMFs en position 1 et 5. Le résultat est présenté sur la figure 5.44. On retrouve pour ces deux positions sur le câble kapton un plateau pour lequel l'efficacité de déclenchement est à 100 % mais surtout on observe que ces plateaux ne se recouvrent pas complètement. Cependant nous disposons d'une fenêtre d'environ 12 ns pour laquelle l'efficacité de déclenchement est homogène pour toutes les positions du câble kapton.

Le niveau de diaphonie Les tests réalisés au CERN avaient confirmé un niveau de diaphonie raisonnable au niveau de la PMF, et surtout avaient permis de se rendre compte

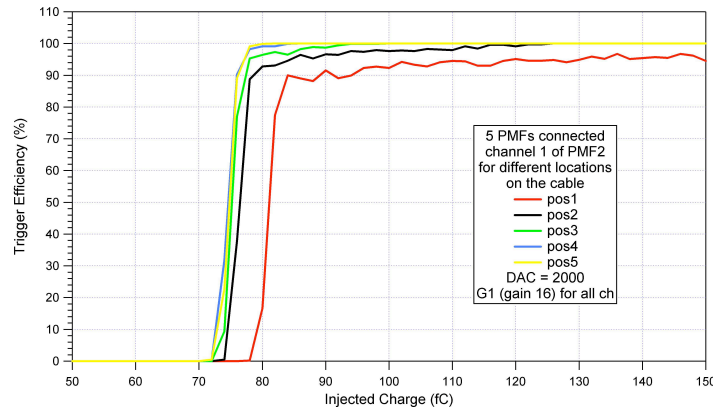


FIGURE 5.43: Influence de la position des PMFs sur le câble kapton souple sur l'efficacité de déclenchement.

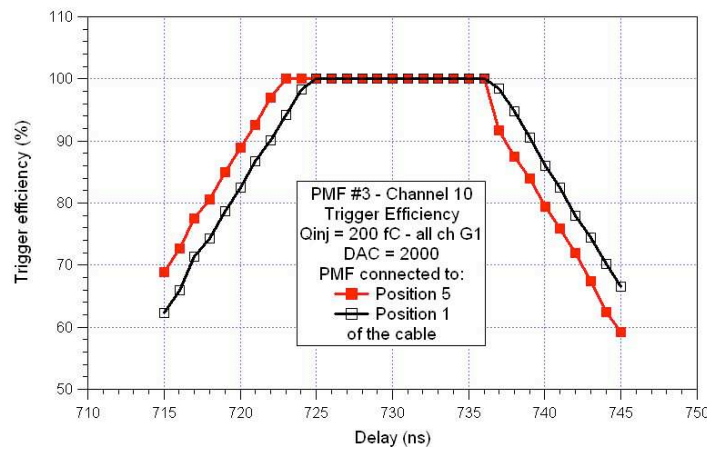
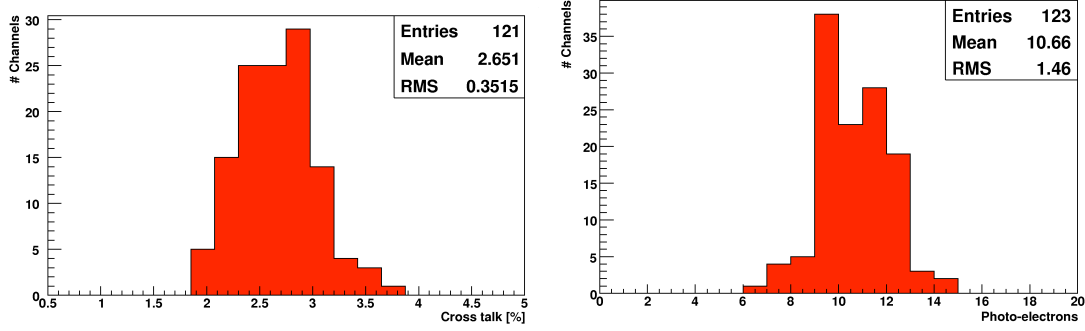


FIGURE 5.44: Efficacité de déclenchement pour les PMFs en position 1 et 5 sur la câble kapton en fonction du délai. Une fenêtre de 12 ns permet un réglage optimal pour toutes les positions.

qu'il fallait un signal d'entrée très élevé par rapport au rendement lumineux classique des fibres pour qu'il soit observé. Cependant il est intéressant de comparer les mesures présentées dans la figure 5.11(b) avec celle de la figure 5.45(a). En effet pour la première, la puce MAROC est encapsulée et directement soudée sur la carte de test alors que dans le deuxième cas elle est *wire bondée* sur la carte active de la PMF. Pour les premières mesures il avait été prouvé que la diaphonie apparaissait en amont de la puce MAROC sur la carte de test (voir § 5.2.2). Les tests du CERN ont prouvé que les éléments contribuant à la diaphonie de la PMF étaient principalement les connecteurs noirs reliant la carte passive à la carte active. La figure 5.45(a) montre que l'effet des connecteurs est comparable à celui de la carte de test. La figure 5.45(b) montre à nouveau qu'il faut un très grand signal d'entrée pour induire un signal suffisamment élevé dans le canal voisin pour qu'il passe le seuil de discrimination.

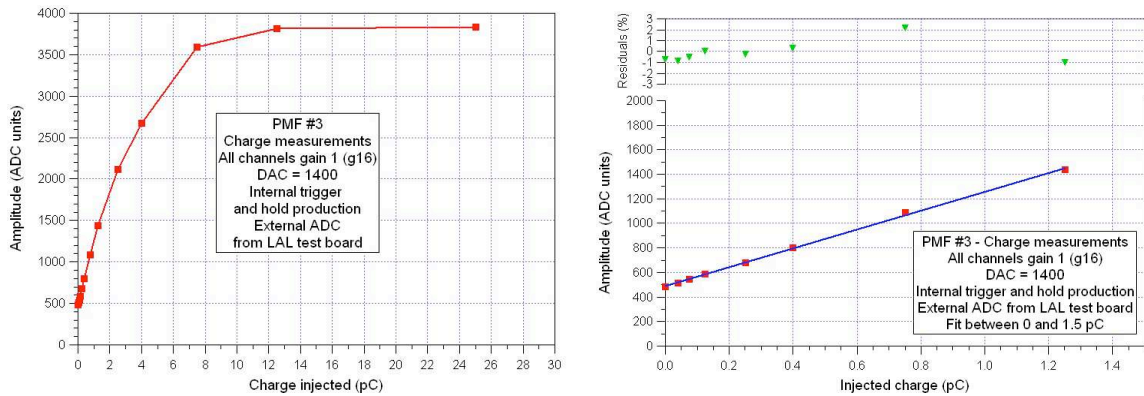
La mesure analogique : le *slow shaper* Nous avons réalisé des mesures de la linéarité de la réponse du *slow shaper*. La figure 5.46 montre l'amplitude en coup d'ADC en fonction



- (a) Niveau de diaphonie observé pour les 121 canaux testés. La valeur des deux premiers voisins de chaque canal est moyennée.
- (b) Charge injectée dans le canal central, en équivalent de photo-électron pour un gain MAPMT de 10^6 , nécessaire pour faire déclencher les canaux voisins.

FIGURE 5.45: Résultats des mesures de diaphonie sur les cartes actives.

de la charge injectée. Cette mesure a été effectuée grâce à un ADC externe présent sur la carte de test (voir figure 5.15). On constate que le *slow shaper* a une gamme dynamique de 0 à 1.2 pC soit environ 0 à 7.5 *pe*. Comme nous l'avons déjà vu pour le FSU, la gamme linéaire peut être étendue en abaissant le gain du MAROC2.



- (a) Gamme dynamique complète du *slow shaper*. La saturation complète apparaît vers 12 pC.
- (b) Résultat du lissage linéaire de la réponse jusqu'à 1.2 pC soit 7.5 photo-électron pour un gain MAPMT de 10^6 .

FIGURE 5.46: Amplitude en coups ADC en sortie du Slow Shaper en fonction de la charge injectée.

5.3.2 Validation de la pré-série des PMF

28 cartes actives ont été produites en vue du test en faisceau de l'été 2008 au CERN. Tous les tests effectués précédemment ayant permis de caractériser finement le comportement de la PMF et de la puce MAROC2, seuls des tests de validation étaient nécessaires pour ce lot de cartes actives. L'objectif principal était d'avoir une idée globale des différentes caractéristiques principales et de choisir les 23 PMFs les plus performantes pour

le test faisceau.

La figure 5.47 présente un exemple de lissage de la courbe de la tension de discrimination V_{DAC} en fonction de la valeur de DAC fixée par le registre. Le régime linéaire s'étend de $DAC = 0$ à 3000. Cette gamme est tout à fait suffisante comparativement à l'utilisation qui en est faite pour le détecteur ALFA. Les résultats pour les 28 cartes actives sont représentés sur la figure 5.48. La figure 5.48(b) représente les résultats du lissage pour le premier régime linéaire. On notera la très bonne homogénéité à la fois de la pente mais aussi de la valeur V_{DAC} pour $DAC=0$.

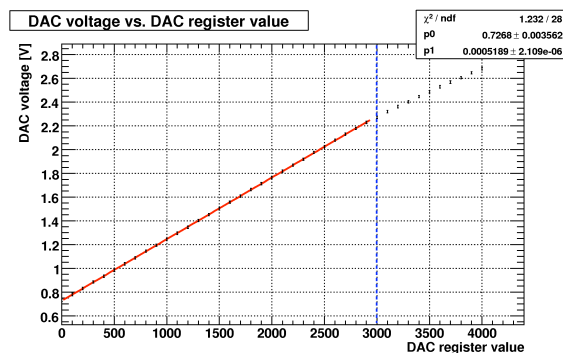
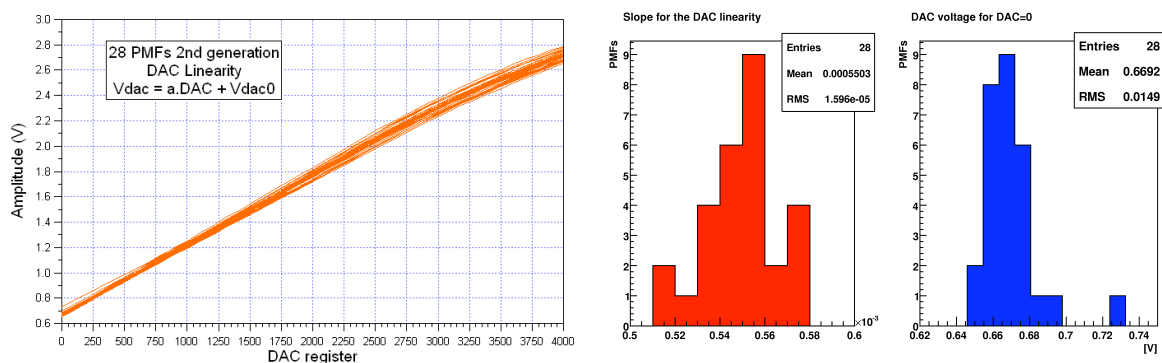


FIGURE 5.47: Lissage de la valeur de V_{DAC} en fonction de la valeur de registre du DAC.



(a) Courbe d'évolution de V_{DAC} en fonction du DAC pour les 64 canaux des 28 cartes actives testées. (b) Résultats du lissage par une droite de la partie linéaire. La distribution de droite montre la pente, celle de gauche l'ordonnée à l'origine.

FIGURE 5.48: Évolution de la valeur V_{DAC} en fonction de la valeur de registre du DAC pour les 28 cartes actives testées.

La figure 5.49 représente la distribution du niveau DC du piédestal du FSU. Là encore le RMS de 4 mV (4 \checkmark) montre la très bonne homogénéité du lot de 28 cartes actives produites.

On réalise ensuite les S-curves en fonction de la charge injectée avec un DAC fixé à 1400 pour déclencher sur le tiers de photo-électron pour tous les canaux des 28 cartes

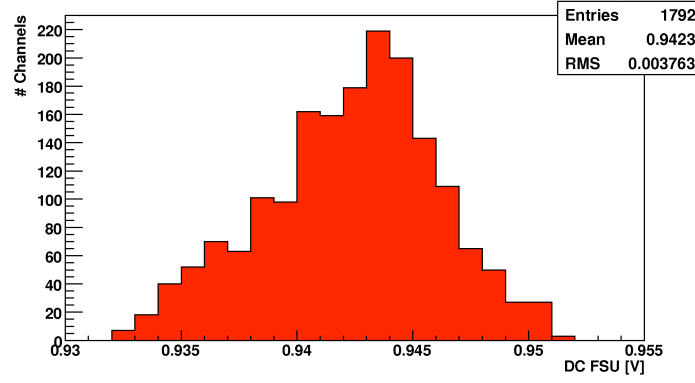


FIGURE 5.49: Distribution de la valeur du piédestal du FSU pour les 28 cartes actives testées.

actives testées (figure 5.50). On remarque dans l'ensemble une très bonne homogénéité.

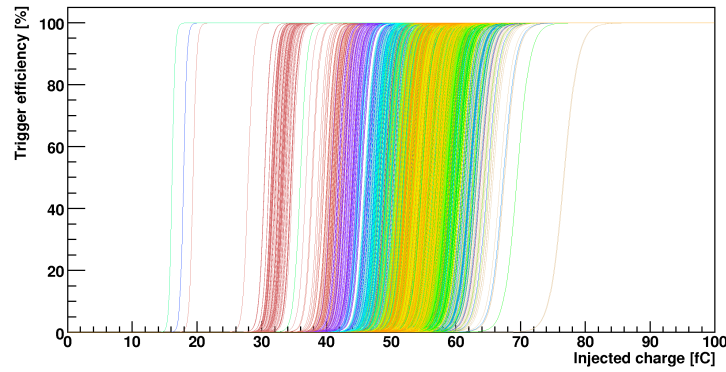


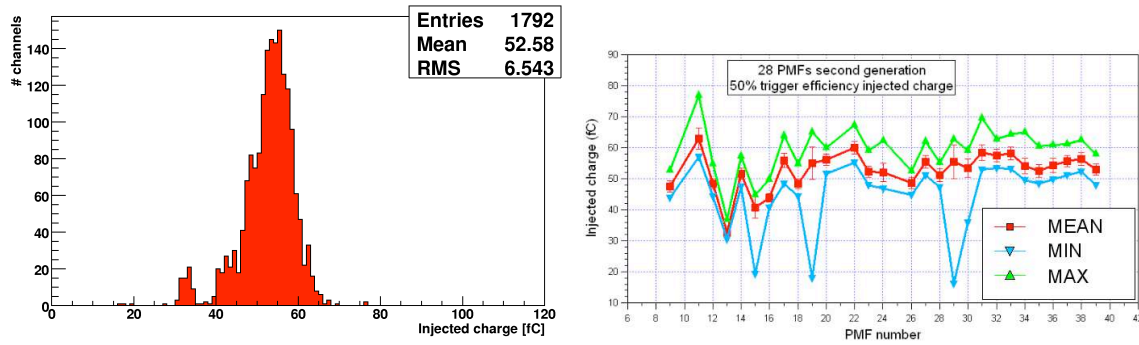
FIGURE 5.50: S-curves en fonction de la charge injectée avec DAC=1400, ajusté pour déclencher sur le tiers de photo-électron, soit ≈ 50 fC.

La figure 5.51(a) représente la distribution de la charge injectée pour laquelle, avec un DAC de 1400, on obtient 50 % d'efficacité de déclenchement. Le RMS de 6.5 fC est dominé par le niveau de déclenchement de la carte active numéro 13 comme on peut le voir sur la figure 5.51(b).

Lors de ces tests, si quelques canaux que l'on pourrait qualifier de "chaud" ou "froid" relativement à leur niveau de déclenchement ont été trouvés, aucun canal muet n'a été identifié. La figure 5.51(b) montre que l'on peut choisir 23 cartes actives entre les 28 disponibles avec un comportement très homogène.

5.3.3 Validation de la série

Le test en faisceau effectué lors de l'été 2008 au CERN dont les résultats sont présentés dans la section § 6.2 ont permis de confirmer le bon fonctionnement de la PMF observé dans toutes les tests entrepris. La décision de passer à la production en série a donc été prise : 250 PMFs ont été produites, dont 184 seront utilisées par l'expérience.



(a) Distribution de la charge injectée nécessaire pour obtenir 50 % d'efficacité de déclenchement avec DAC=1400. (b) Valeur moyenne, maximale et minimale des point à 50 % pour les 28 PMFs testées.

FIGURE 5.51: Valeur de la charge équivalente à une efficacité de déclenchement de 50 % pour les 28 cartes actives testées.

Les 66 restantes comprennent les inévitables rejets lors des tests de série et la réserve nécessaire à d'éventuelles défaillances. Une procédure des tests en série a été mise en place au LAL. Grâce à un programme LabVIEW, les différentes fonctionnalités sont testées et la réponse de chaque canal est enregistrée. Une carte dédiée a été conçue au LAL (voir figure 5.52). Les connecteurs de la carte passive sont directement soudés sur la carte de test et permettent l'injection automatique canal par canal.

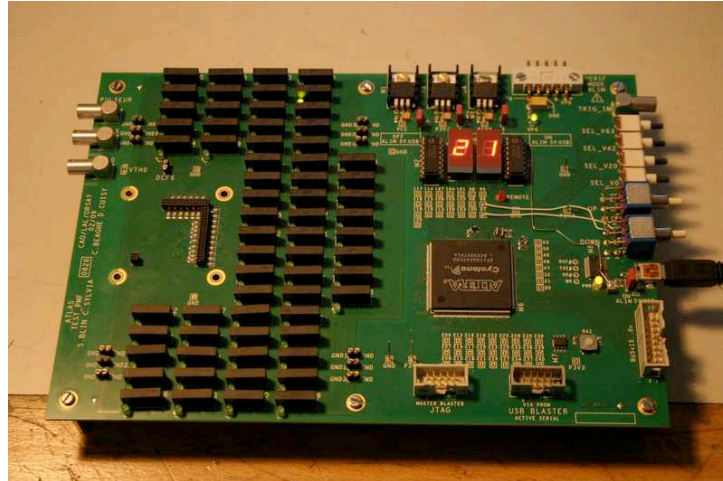


FIGURE 5.52: Carte d'injection utilisée pour les tests en série de la PMF. La carte active est connectée directement au PCB grâce à la présence des connecteurs noirs identiques à ceux de la carte passive.

5.4 Conclusions sur les tests électroniques

5.4.1 Intérêt pour l'expérience

Tous les tests présentés dans cette partie ont permis de valider le choix de l'ASIC MAROC2 mais aussi la conception audacieuse de la PMF. A chaque étape, un soin tout particulier a été apporté afin de déterminer les paramètres pertinents pouvant assurer le bon fonctionnement de l'électronique et aussi de donner l'aval pour la suite du processus de fabrication.

5.4.2 Intérêt personnel

Tous ces tests réalisés m'ont permis de parfaire ma connaissance de l'électronique d'acquisition jusqu'alors limitée à la lecture du TDR d'ALFA [46]. Ils m'ont aussi permis de tenir un rôle particulier durant les phases de préparation des tests faisceau, où j'ai dû à certains moments assurer le lien entre les électroniciens et les physiciens.

Cela m'a énormément apporté pour acquérir une compréhension plus fine de la réponse du détecteur. En effet l'information utilisable par le physicien en bout de chaîne se limitant à un 1 ou un 0, i.e. l'information digitale, il est important de connaître les points critiques de l'électronique d'acquisition dans lesquels la décision entre le 1 et 0 s'opère.

De plus cela m'a permis d'aborder l'analyse des tests en faisceau avec un regard plus large que celui du simple analyste. Notamment pour la compréhension de la réponse du détecteur lorsque l'on balaye les différents paramètres de la PMFs et du MAPMT (HV, DAC, gain...). L'interprétation des résultats obtenus uniquement à partir de la multiplicité par événement et par couche nécessite une bonne connaissance de l'électronique d'acquisition.

Chapitre 6

Les tests en faisceau

Les tests en faisceau sont le théâtre de multiples investigations. Ils servent à mettre à l'épreuve les différents choix technologiques effectués, à caractériser les différents composants du détecteur et à développer les outils nécessaires à l'analyse des données. Ils permettent aussi petit à petit de s'approcher des conditions de la prise de données réelle.

Lors de ma thèse j'ai été amené à travailler à l'analyse de trois tests en faisceau. A chaque fois mon niveau d'implication était plus important. Si pour le premier je n'ai participé qu'à l'analyse de données, pour les deux derniers j'ai participé à chaque étape.

6.1 Test en faisceau d'octobre 2006 au CERN

Lors de cette période, deux prototypes du trajectographe principal ont été testés. Le premier était constitué de 20 plans de 16 fibres et le deuxième de 4 plans de 64 fibres [71]. Si le premier a le même nombre de plans que le détecteur final, il a moins de fibres par plan. A contrario le deuxième a la même nombre de fibres mais moins de plans. Ces deux configurations étaient dues à un nombre limité de voies d'électronique disponibles. Mon travail a consisté à étudier les données du deuxième prototype, les données du premier ayant été déjà largement analysées. Le montage utilisé est présenté sur la figure 6.1. Comme on peut le voir le détecteur n'est pas inséré dans le pot. Il s'agit sur cette photo du premier prototype. L'électronique frontale se compose de la première version de la PMF équipée de la puce MAROC1, le tout lu par un câble souple relié à la toute première version de la carte mère.

La première information qui permet de juger de la qualité des données est la *multiplicité*, i.e. la distribution du nombre de canaux qui déclenchent par événement et par plan. On parle ici de canaux et non de fibres, car le fait qu'un canal déclenche ne veut pas nécessairement dire que la fibre ait été touchée par une particule. Comme nous l'avons vu précédemment la diaphonie ou du bruit électronique peuvent être à l'origine du déclenchement d'un canal.

Idéalement lorsqu'une particule traverse le volume actif du détecteur, une fibre par plan devrait être touchée. La distribution de la multiplicité devrait donc piquer à 1. On

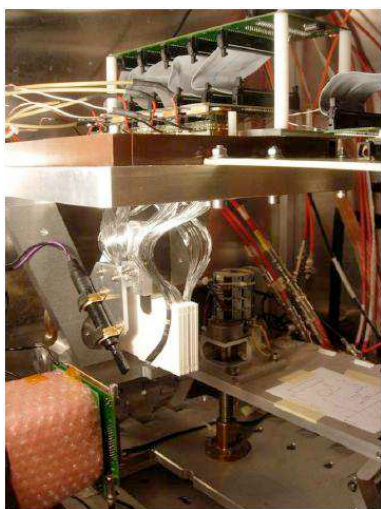


FIGURE 6.1: Vue du prototype de 2006 avec 20 plans de 16 fibres et de son électronique d'acquisition.

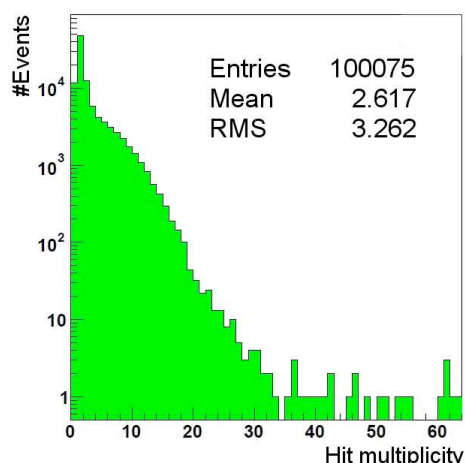


FIGURE 6.2: Distribution du nombre de canaux déclenchant par événement et par PMF.

doit prendre en compte d'autres facteurs qui vont soit remplir le bin 0, soit les bins de multiplicités supérieures. L'inefficacité de détection et l'acceptance géométrique (colle entre deux fibres adjacentes) entraînent le peuplement du bin 0. Le bruit électronique, la diaphonie ou le bruit induit par le faisceau donneront des événements avec une multiplicité supérieure à 1.

La figure 6.2 représente cette distribution pour une PMF, donc pour un plan. On constate une large queue de distribution entraînant une moyenne de 2.6 nettement supérieure au 1 espéré et un large RMS de 3.3. On remarquera aussi la présence de quelques événements avec des multiplicités au delà de 30. Ce sont ces événements qui ont attirés notre attention.

Il y a deux explications naturelles à ces événements de large multiplicité :

1. du bruit électronique
2. du bruit induit par le faisceau. La particule incidente interagit avec de la matière située en amont du détecteur créant une gerbe qui vient frapper l'ensemble du détecteur

Si l'explication de ces larges multiplicités est due à un bruit induit par le faisceau, on devrait les observer pour tous les plans, c'est-à-dire pour toutes les PMFs en même temps. La figure 6.3 montre la multiplicité de la PMF1 en fonction de celle de la PMF2. Si pour les multiplicités moyennes et faibles la corrélation est observée, les événements à large multiplicité sont clairement décorrélés. Cette observation est suffisante pour affirmer que ces événements ne correspondent pas à des gerbes démarrées en amont du détecteur mais bien à un bruit électronique.

Il a été montré par la suite qu'à la fois le câble souple non blindé et la version de la PMF captaient du bruit électromagnétique. De plus les signaux utilisés pour communiquer

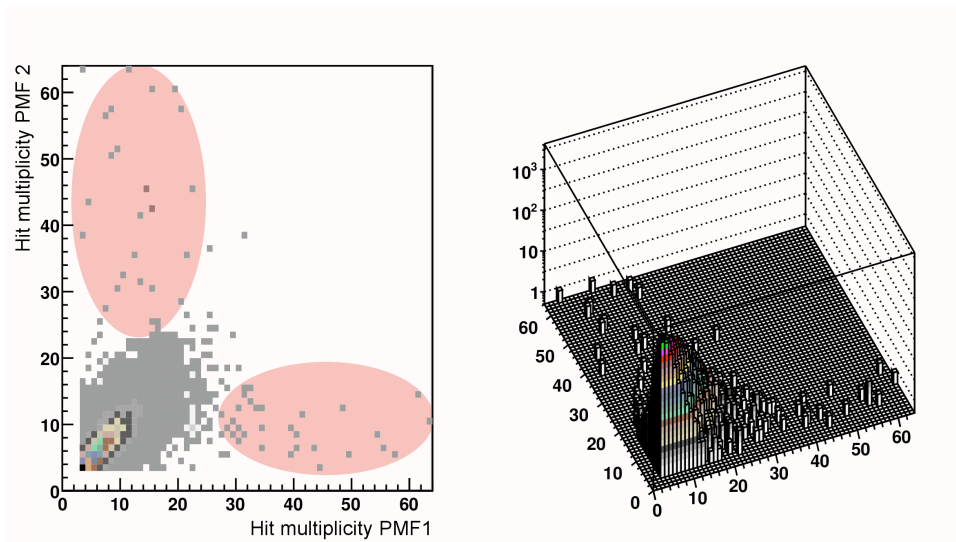


FIGURE 6.3: Multiplicité de la PMF1 en fonction de la PMF2. Les événements dans les ellipses rouges montrent que les larges multiplicités ne sont pas observées pour tous les plans en même temps.

entre la PMF et la carte mère étaient au standard TTL et avaient donc un niveau élevé susceptible de provoquer du bruit. Il a donc été décidé suite à ce test faisceau de modifier ces éléments. Nous sommes donc passés à des câbles kapton blindés et à une nouvelle version de la PMF et de la puce MAROC qui ont été développés au LAL. De plus les signaux désormais utilisés sont de type LVDS avec un niveau nettement inférieur au TTL (0.35 V différentiel contre 3.5 V unipolaire).

6.2 Test en faisceau durant l'été 2008 au CERN

6.2.1 Présentation du dispositif expérimental

Les tests se sont déroulés sur la ligne H8 du SPS au CERN qui délivre un faisceau de pions de 200 GeV. Le détecteur ALFA testé comportait le trajectrographe principal complet (20 plans de 64 fibres) ainsi que les détecteurs de recouvrement. Il était placé dans un pot romain monté sur le support qui sera fixé sur le tube du faisceau pendant la prise de données au LHC. Un télescope à strips de silicium était placé en amont du détecteur ALFA. Sa bonne résolution spatiale fournira un point de comparaison pour le détecteur ALFA comme nous le verrons dans la partie 6.2.7. La figure 6.4 schématise l'ensemble.

La figure 6.5 présente le prototype du détecteur ALFA utilisé pour ce test en faisceau. Pour l'électronique d'acquisition, il était initialement prévu d'utiliser le prototype de la carte mère pour assurer la lecture simultanée des 20 plans de fibres. Malheureusement, les problèmes rencontrés lors de la phase de test nous ont amenés à utiliser une solution de rechange. L'acquisition des données s'est donc effectuée dans un premier temps avec deux cartes de tests conçues à Orsay, identiques à celles utilisées pour les tests présentés dans le chapitre 5. Par conséquent nous ne pouvions lire que deux câbles kapton et donc

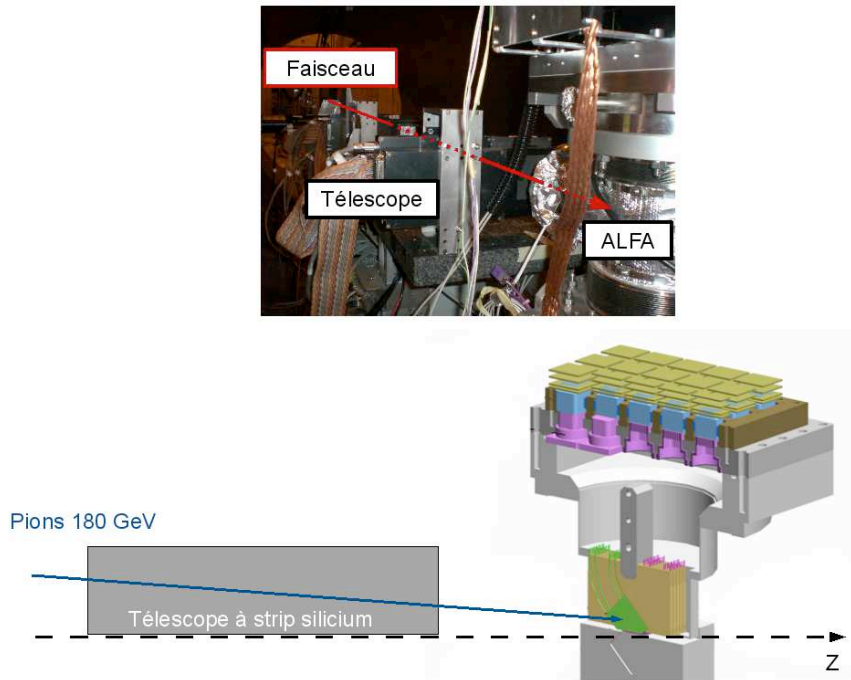


FIGURE 6.4: Vue du détecteur et de son électronique d'acquisition.

au maximum 10 plans de fibres. Vers la fin de la période de test en faisceau et après avoir corrigé les erreurs principales, la carte mère a pu être brièvement utilisée, mais je n'en parlerai pas ici [72].

Pour ce test en faisceau mon travail a consisté à :

- écrire le programme d'alignement et de reconstruction du télescope
- préparer les programmes d'analyses offline et semi-online (Application des différentes tables de câblage, reconstruction des traces dans le détecteur ALFA, combinaison des données du télescope et du détecteur ALFA)
- analyser les données obtenues avec les cartes d'Orsay ($\approx 80\%$ du total des données)

Nous avons effectué les mesures suivantes :

- Balayage de la haute tension des MAPMTs
- Balayage du gain du MAROC2
- Balayage du seuil de discrimination (DAC)
- Run de haute statistique avec le faisceau centré sur le trajectographe principal
- Run avec le faisceau centré sur les détecteurs de recouvrement

L'acquisition des événements à la fois du télescope et du détecteur ALFA s'effectue uniquement lorsque l'un des triggers (détecteur principal ou recouvrement) du détecteur ALFA déclenche.

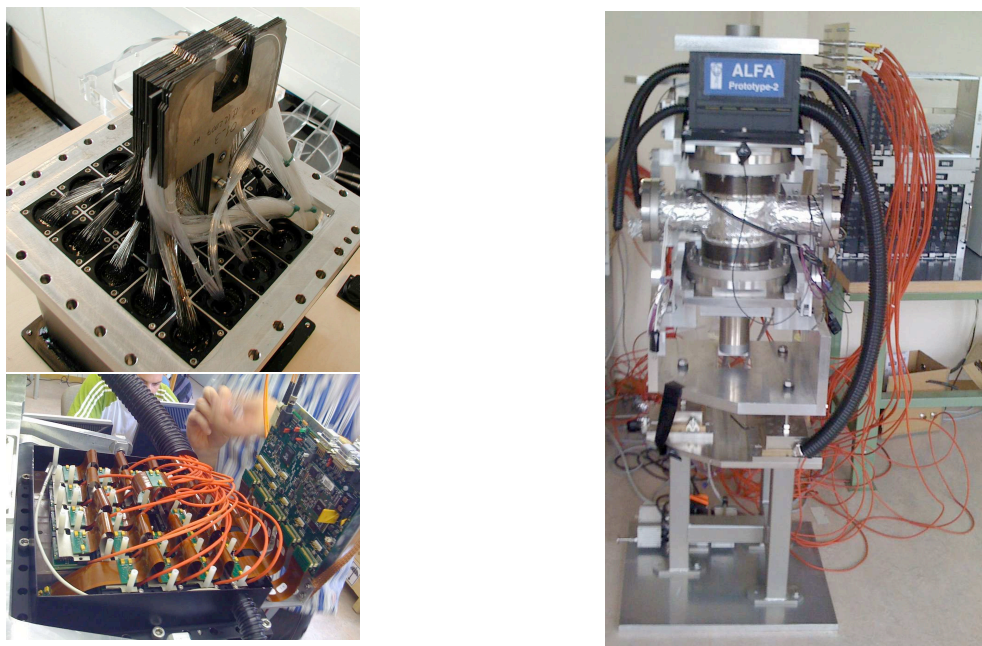


FIGURE 6.5: Vue des différents composants du prototype du détecteur ALFA de 2008. En haut à gauche on peut voir le trajectographe principal ainsi que les détecteurs de recouvrement. En bas à gauche une vue de dessus de la matrice de PMFs. Les câbles rouges apportent la haute tension au MAPMT. La photo de droite montre le support dans lequel viennent s'insérer les pots romains.

6.2.2 Alignement du télescope

Le télescope à *strip* silicium se compose de quatre modules. Chacun de ces modules comprend deux plans de strip tournés de 90° l'un par rapport à l'autre afin de déterminer la position (x,y) de la particule. Un plan contient 320 strips espacées de $50\ \mu\text{m}$. La géométrie est indiquée sur la figure 6.6. Pour des raisons techniques un des modules n'a pu être lu. L'absence du module 0 aura une importance cruciale sur la détermination de l'angle de la particule et donc sur la qualité de l'extrapolation. La proximité des modules 2 et 3 assure une redondance sur la mesure de la position, alors que le module 1, qui donne le bras de levier, est esleulé.

Afin d'obtenir la meilleure résolution possible il faut aligner ces plans. Cela comprend les translations horizontales et verticales mais aussi les rotations des plans entre eux.

Lorsqu'une particule traverse un plan du télescope, elle dépose de l'énergie qui se caractérise par la formation de paires électrons-trous. Les électrons sont collectés par les *strips*. Le dépôt n'est pas ponctuel mais a une certaine largeur. La charge est donc collectée par plusieurs canaux à la fois. L'ensemble des *strips* touchées par le passage d'une particule est appelé *cluster*.

Pour reconstruire un événement il est nécessaire d'avoir un cluster par plan x et y . L'identification et le calcul d'un cluster s'effectue de la manière suivante :

- on cherche la strip ayant collectée le plus de charge dans le plan
- on regarde la charge collectée par les premières strips avoisinantes

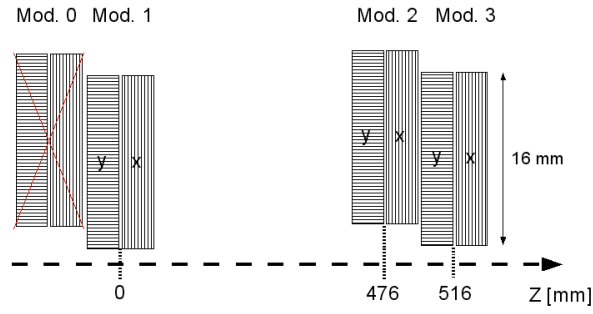


FIGURE 6.6: Géométrie du télescope. Le module 0 n'a pu être utilisé ce qui a eu pour conséquence de dégrader la précision de l'extrapolation des traces jusqu'au détecteur ALFA.

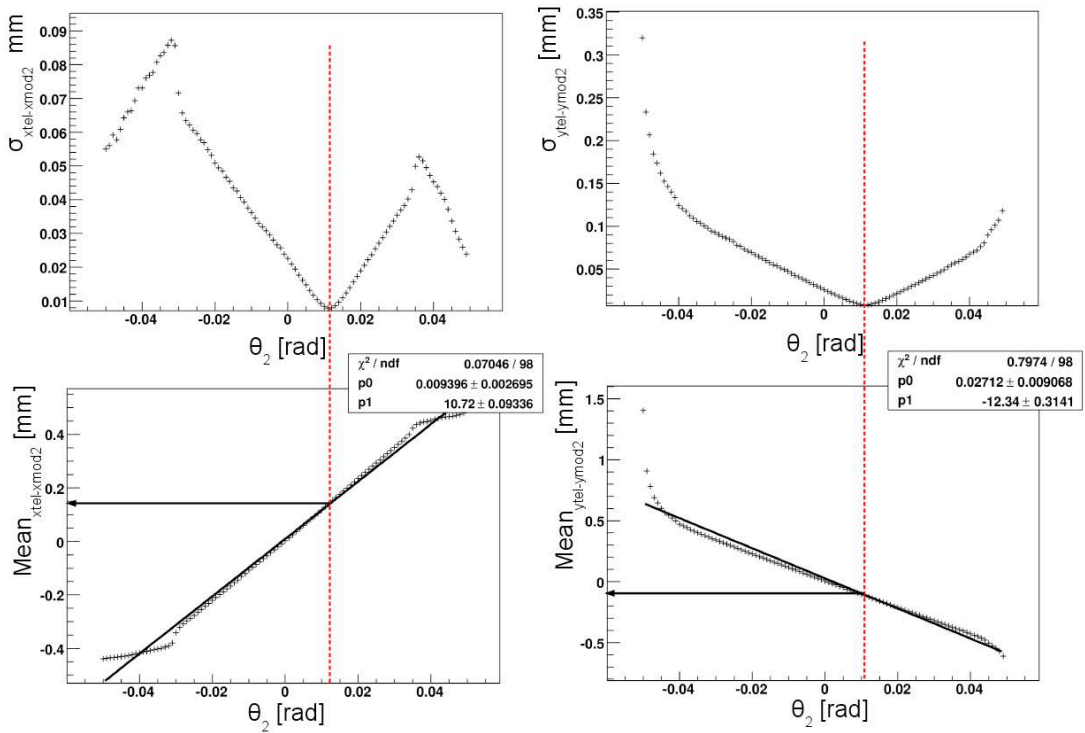


FIGURE 6.7: En haut sont représentées les résolutions du module 2 en fonction de l'angle de rotation pour x (gauche) et y (droite). En bas on retrouve le déplacement induit par la rotation, donc le centre de rotation.

- on effectue le barycentre de ces strips en pondérant la position de chacune par la charge collectée

Cela nous permet d'atteindre une résolution en deçà de la distance entre le centre de deux *strips* successives.

Une fois que l'on a reconstruit le *cluster* dans chaque plan nous pouvons passer à l'alignement des plans. Nous avons délibérément rejeté les traces multiples qui ne sont pour l'instant pas traitées par le détecteur ALFA. La première étape de ce processus consiste

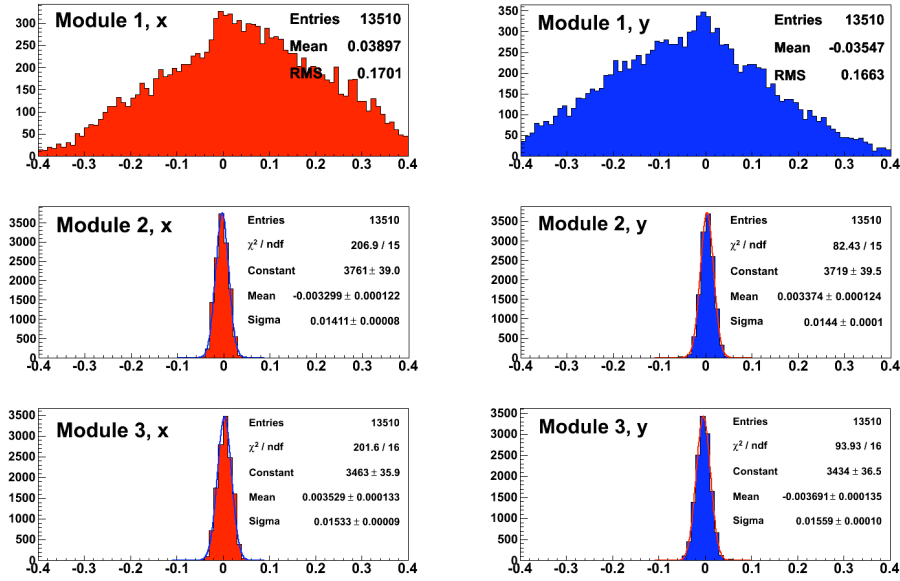


FIGURE 6.8: Résolution intrinsèque obtenue après alignement des modules. Si pour les modules 2 et 3 une résolution de $15 \mu\text{m}$ est atteinte, l'impact du module manquant se fait ressentir sur celle du module 1 proche de $170 \mu\text{m}$.

à corriger les translations entre les plans.

On choisit un plan de référence et on s'intéresse à la moyenne de la distribution de la différence des positions reconstruites en x et y . Le faisceau étant peu divergent, l'angle des particules n'a que peu d'effet sur la valeur de la moyenne. Cela nous permet d'extraire simplement les facteurs de correction à appliquer.

Une fois cette opération effectuée il faut corriger les rotations entre plans successifs. Pour ce faire, on garde deux plans fixes et on tourne le troisième. On cherche à déterminer l'angle de rotation qui minimise la résolution intrinsèque du plan. On réalise pour chaque valeur d'angle un lissage de la trace. La position ajustée est comparée à la position mesurée. La distribution obtenue est ajustée par une gaussienne de laquelle on extrait la moyenne et le σ qui n'est autre que la résolution recherchée. Le résultat du balayage angulaire pour le module 2 est présenté sur la figure 6.7. A la valeur de l'angle qui correspond au minimum de résolution correspond un déplacement en x et en y . Ce déplacement correspond en fait au centre de rotation du plan.

L'opération est effectuée sur les trois plans. La figure 6.8 montre les résidus obtenus pour les six plans du télescope. Pour chaque direction on réalise l'ajustement de la trajectoire en utilisant uniquement deux plans. Le RMS de la distribution des résidus peut être assimilé à la résolution intrinsèque du plan. Si les modules 2 et 3 présentent une résolution intrinsèque de $15 \mu\text{m}$, on trouve $170 \mu\text{m}$ pour le module 1. On retrouve ici l'impact du module manquant.

Une fois le télescope aligné proprement, il reste encore à l'aligner avec le détecteur

ALFA. Cette procédure comprend aussi la détermination de la distance entre ALFA et le télescope. La mesure précise de cette distance n'a pas été réalisée in situ. On utilise la même procédure que précédemment pour déterminer tous les paramètres.

Comme le montre la figure 6.8 la résolution intrinsèque du module 1 pose un problème pour l'extrapolation de la trace jusqu'au détecteur ALFA. Nous avons donc refait toute la procédure d'alignement en considérant le détecteur ALFA comme un plan du télescope. Cela nous permet d'être sûr que le réglage du télescope est optimal.

Le détecteur ALFA est monté sur une table mobile ce qui permet de balayer différentes zones du détecteur et notamment les détecteurs de recouvrement. Cette procédure est répétée à chaque mouvement.

6.2.3 Qualité des données

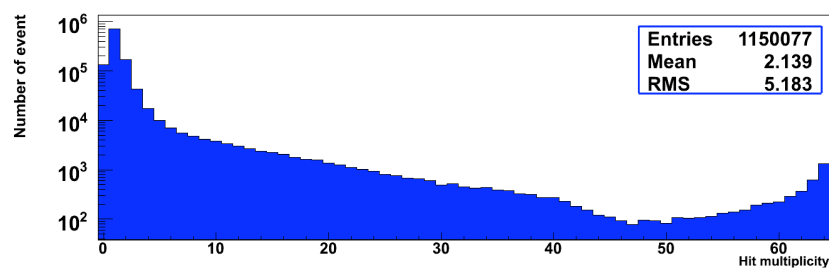


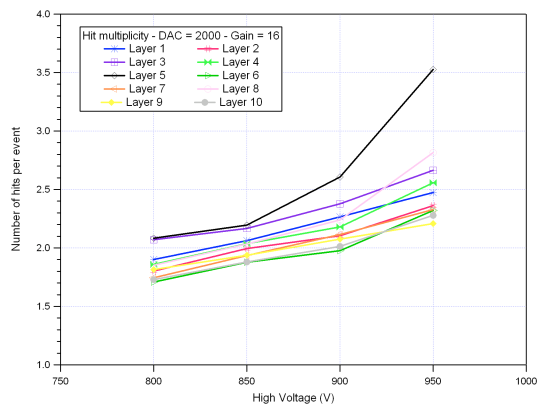
FIGURE 6.9: Distribution de la multiplicité moyennée sur l'ensemble des plans pour HV=900 V, DAC=2000 et tous les gains de la puce MAROC2 à 16.

Comme nous l'avons présenté dans la section 6.1, la multiplicité est un bon indicateur de la qualité des données. La figure 6.9 présente la distribution de la multiplicité pour une haute tension de 900 V et un DAC de 2000 avec tous les gains à 16. On remarque à nouveau une large queue dans la distribution. En conséquence la moyenne est de 2.14 canaux touchés par couche et par événement et le rms de 5.18. Nous reviendrons plus tard dans cette section sur l'explication de ces événements à large multiplicité.

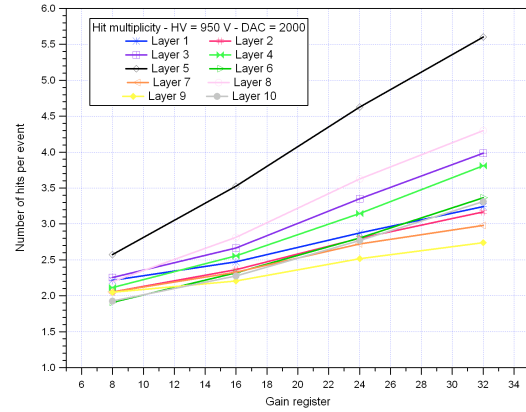
La multiplicité moyennée sur tous les plans actifs a été utilisée pour caractériser le comportement du détecteur en fonction des différents paramètres. La figure 6.10 montre les résultats obtenus pour les différents balayages utilisés. On retrouve les comportements observés précédemment :

- La multiplicité moyenne augmente avec la haute tension du photomultiplicateur (fig. 6.10(a))
- La multiplicité moyenne augmente avec le gain de la puce MAROC2 (fig. 6.10(b))
- La multiplicité moyenne diminue à mesure que le seuil de discrimination augmente (fig. 6.10(c))

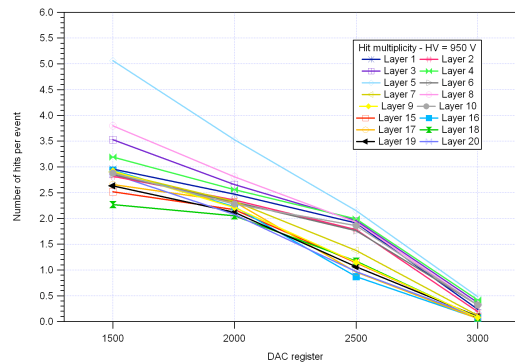
La figure 6.11 montre l'évolution du pourcentage d'événements avec 0, 1, 2 ou plus de 2 canaux touchés. Cela permet de mieux comprendre l'évolution globale de la multiplicité.



(a) Balayage de la haute tension avec tous les gains MAROC2 à 16 et DAC=2000.



(b) Balayage du gain MAROC2 avec HV=950 V et DAC=2000.

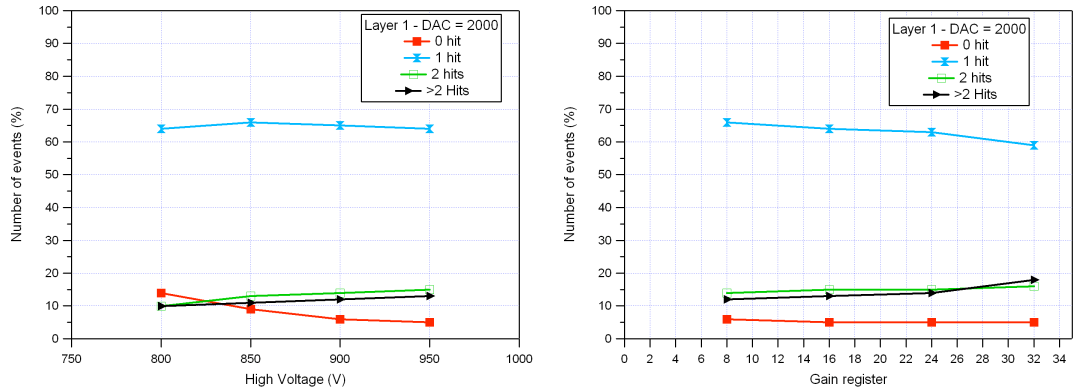


(c) Balayage du DAC avec HV=950 V et tous les gains MAROC2 à 16.

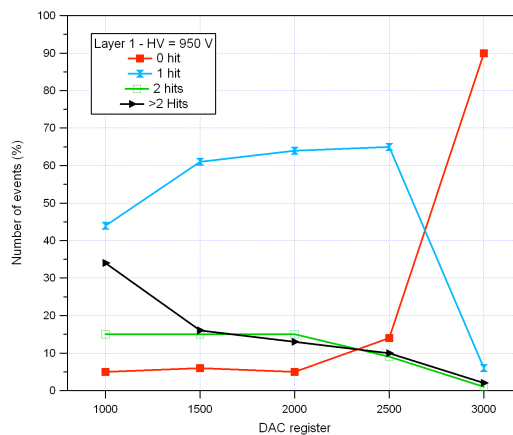
FIGURE 6.10: Dépendance de la multiplicité en fonction des différents paramètres variables : haute tension, gain et DAC.

Si l'on regarde d'abord la figure 6.11(a) qui montre l'évolution de ces pourcentages en fonction de la haute tension appliquée au MAPMT, on constate deux évolutions anti-corrélées. La proportion des événements de multiplicité 0 ou 1 diminue au profit des événements de multiplicités 2 ou plus lorsque la haute tension dépasse 850 V. On pourrait s'attendre à ce que l'augmentation de la haute tension entraîne à la fois la hausse de l'efficacité de détection (passage de 0 à 1) mais aussi la hausse du bruit (passage de 0 ou 1 à 2 ou plus). Mais ce que nous montre cette évolution est qu'augmenter la haute tension a plutôt tendance à dégrader le rapport signal sur bruit. Cependant on notera qu'entre 850 et 900 V, l'efficacité de détection augmente de 5 %. N'ayant pas réalisé un balayage très précis au cours de la prise de données, on déduira de cette figure que le réglage de la haute tension à 900 V assure un bon compromis entre efficacité de détection et rapport signal sur bruit. On observe le même phénomène de façon encore plus marquée sur la figure 6.11(b) lorsque l'on augmente le gain de la puce MAROC2.

La figure 6.11(c) apporte aussi de nouvelles informations sur l'évolution en fonction du seuil de discrimination. Pour DAC=1000, la proportion d'événements à multiplicité supérieure à 2 est seulement 10 % inférieure à celle des événements de multiplicité unitaire.



(a) Balayage de la haute tension avec tous les gains MAROC2 à 16 et DAC=2000. (b) Balayage du gain MAROC2 avec HV=950 V et DAC=2000.



(c) Balayage du DAC avec HV=950 V et tous les gains MAROC2 à 16.

FIGURE 6.11: Évolution du pourcentage d'événements avec 0, 1, 2 ou plus de 2 canaux touchés en fonction des différents paramètres variables : haute tension, gain et DAC.

Les données sont trop bruyantes pour être exploitables. Dès que la valeur du DAC dépasse 1500 ce rapport devient acceptable et atteint son maximum pour DAC=2500. Mais comme nous l'avons vu avec la variation de la haute tension, il faut aussi prendre en compte l'efficacité de détection. On constate pour cette valeur que le nombre d'événements sans signal représente 15 % alors qu'il vaut 5 % pour DAC=2000. Donc l'efficacité de déclenchement passe de 85 % à 95 %. Le réglage du DAC doit prendre en compte l'efficacité de déclenchement ainsi que le rapport signal sur bruit. Nous verrons par la suite que la méthode de reconstruction des événements que j'ai développée permet facilement de s'affranchir du bruit. On préférera donc choisir DAC=2000 comme réglage par défaut.

Retour sur les événements de haute multiplicité

Cela fut plutôt une grande surprise de retrouver des événements avec de telles multiplicités car lors du test en faisceau de 2006 ces événements à grande multiplicité avaient été attribué à l'électronique. Cette même électronique ayant été nettement améliorée en

terme de stabilité et de niveau de bruit, nous ne nous attendions pas à retrouver cela. De plus l'association de la PMF et de la carte de test du LAL avait été éprouvée à maintes reprises lors des tests présentés dans le chapitre 5 et n'avait jamais montré de comportement bruyant. J'ai par conséquent mené une étude pour en comprendre l'origine.

La figure 6.12 représente un exemple de la multiplicité d'un plan du côté U en fonction de celle d'un autre plan du côté U (voir figure 6.12(a)) et d'un plan du côté V (voir figure 6.12(b)). Si pour la comparaison entre deux plans du côté U la corrélation est très nette, elle l'est beaucoup moins pour la comparaison entre les plans U et V. Même si l'on retrouve quelques événements corrélés (cercle vert), la majorité des événements ne le sont pas (ellipses rouges). Mais comme le montre la figure 6.13, pour les événements de très grande multiplicité en U (resp. V), la multiplicité des plans V (resp. U) est élevée. On retrouve ici les événements cerclés de ellipses rouges sur la figure 6.12(b).

Il fallait aussi s'assurer que le fait que deux plans appartiennent à la même rangée de PMFs et sont donc lus par la même carte d'acquisition n'ait pas d'influence sur ces observations. Finalement, ce comportement a été observé pour toutes les combinaisons de plans U-U ou U-V étudiées.

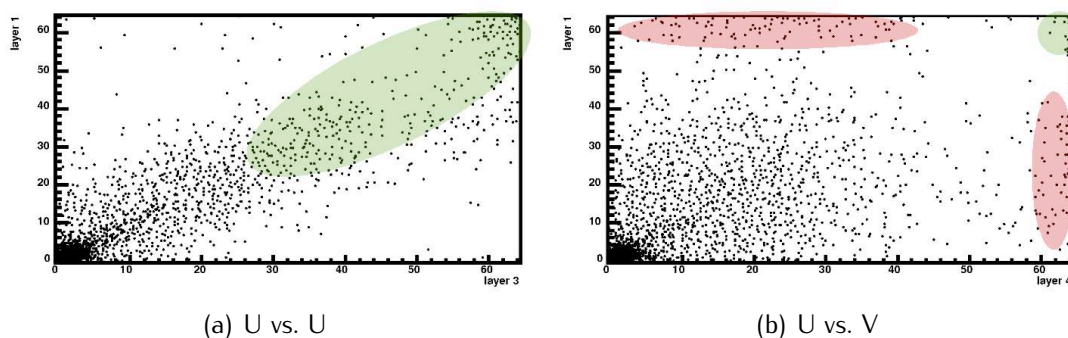


FIGURE 6.12: Corrélation de la multiplicité entre plans différents. On constate nettement sur la figure (a) que pour deux plans orientés du même côté les événements à haute multiplicité sont corrélés. Pour la figure (b), si quelques événements sont corrélés à très haute multiplicité, la majorité des événements de hautes multiplicités ne sont pas corrélés.

La figure 6.14 représente les distributions de la multiplicité moyenne des plans côté U et V dans le cas d'un run centré sur le détecteur principal (voir figure 6.14(a)) et d'un run centré sur un des détecteurs de recouvrement, celui se situant du côté U (voir figure 6.14(b)). Dans le cas où le faisceau est centré sur le détecteur principal les distributions pour les côtés U et V sont quasi identiques. Tandis que pour le run où le faisceau est centré sur le détecteur de recouvrement, on constate que le côté sur lequel est centré le faisceau présente une distribution nettement plus bruitée. On notera aussi qu'il y a plus d'événements à haute multiplicité quand les runs sont centrés sur les détecteurs de recouvrement.

Ces résultats semblent montrer que les événements à grandes multiplicités proviennent

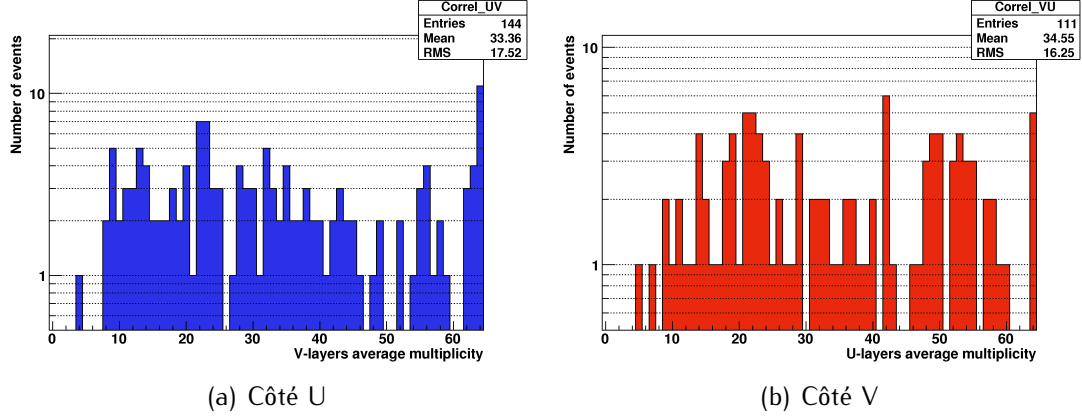


FIGURE 6.13: Multiplicité moyenne des plans V (resp. U) lorsque celle des plans U (resp. V) est supérieure à 50.

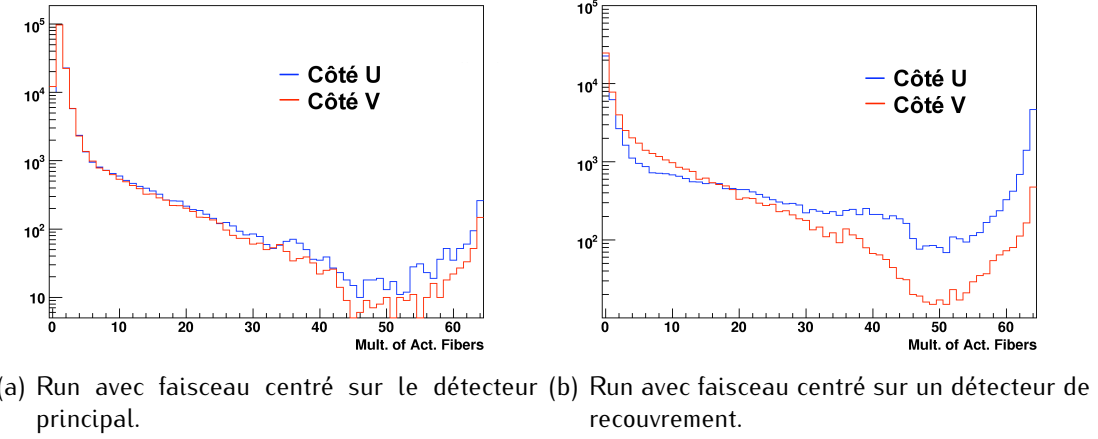
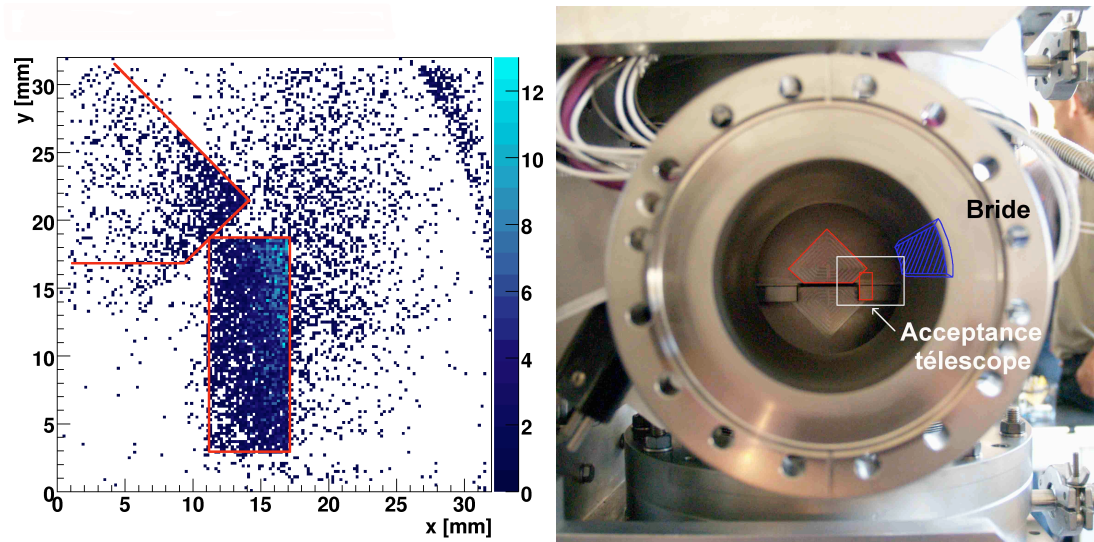


FIGURE 6.14: Distribution de la multiplicité moyenne des plans U et V pour configurations de runs différentes.

du faisceau. C'est grâce à l'étude des runs centrés sur les détecteurs de recouvrement et surtout à l'utilisation de l'extrapolation des traces du télescope que nous avons pu nous en assurer. Comme le déclenchement de l'acquisition des événements du télescope s'opère lorsque l'un des triggers du détecteur ALFA a détecté le passage d'une particule, on peut utiliser le télescope pour déterminer le point d'impact des particules créant ces événements à large multiplicité.

La figure 6.15(a) montre les événements reconstruits dans le télescope pour les runs où le faisceau est centré sur un détecteur de recouvrement. Les surfaces des triggers du trajectographe principal et du détecteur de recouvrement ont été soulignées en rouge. La figure 6.15(b) est une photo du détecteur tel qu'il est vu par le faisceau. L'acceptance du télescope est soulignée de blanc, on retrouve la forme des triggers observés sur la figure 6.15(a). On constate immédiatement la présence de nombreux événements en dehors de l'acceptance des triggers. Or il n'y pas de matière sensible pouvant opérer le déclenche-



(a) Points d'impacts théoriques au niveau du détecteur ALFA des événements reconstruits par le télescope. Les traits rouges soulignent la forme des scintillateurs de déclenchement du détecteur ALFA.

(b) Photo du pot inséré dans le détecteur. Le rectangle blanc souligne l'acceptance du télescope. La forme bleu montre le volume de la bride que rencontre le faisceau sur son passage.

FIGURE 6.15: Résultats obtenus avec les runs pour lesquels le faisceau est centré sur un des détecteurs de recouvrement.

ment dans cette région du détecteur. C'est ce que montre la figure 6.16. Les fibres qui relient les triggers aux photomultiplicateurs sont de simples fibres optiques et par conséquent aucune lumière n'est créée lorsqu'une particule chargée les traverse.

On s'intéresse dans un premier temps au nuage de points situé à droite du trigger des détecteurs de recouvrement. Le fait que ces particules provoquent le déclenchement du détecteur ALFA malgré l'absence de trigger prouve que lorsqu'une particule chargée traverse les plaques en titane sur lesquelles sont fixées les détecteurs de recouvrement, une gerbe hadronique est générée. Cette gerbe se développe avec un angle solide important dû à la structure en couche des plaques de titane. La gerbe traverse soit les triggers du détecteur principal soit ceux des détecteurs de recouvrement faisant ainsi déclencher le détecteur ALFA (voir figure 6.17).

On remarquera ensuite la forme arrondie en haut à droite de la figure 6.15(a). Cette forme s'explique par le passage de la particule dans la bride qui permet de fixer hermétiquement les pots romains au tube du faisceau du LHC (voir figure 6.15(b)). A nouveau, la présence de matériel en amont du détecteur provoque une gerbe qui fait déclencher le détecteur ALFA.

Dans le cas où une gerbe se développe en amont ou à l'entrée du détecteur, nous devrions observer une forte activité dans le détecteur qui expliquerait les larges queues observées sur les distributions de la multiplicité.

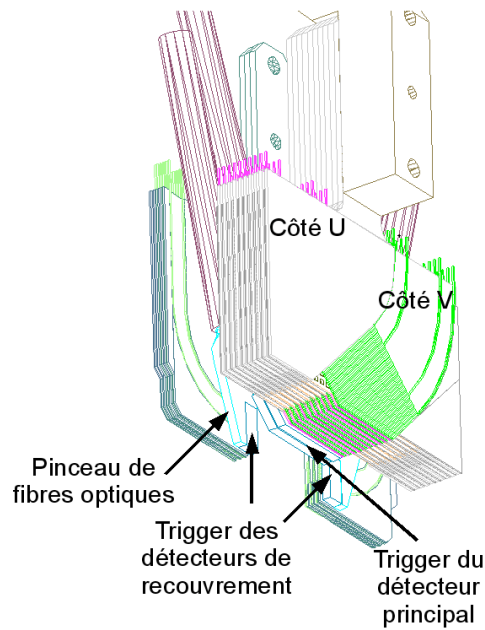


FIGURE 6.16: Vue 3D du détecteur complet. Les triggers sont reliés aux photomultiplicateurs à l'aide de fibres optiques et sont donc insensibles lorsqu'une particule chargée les traverse.

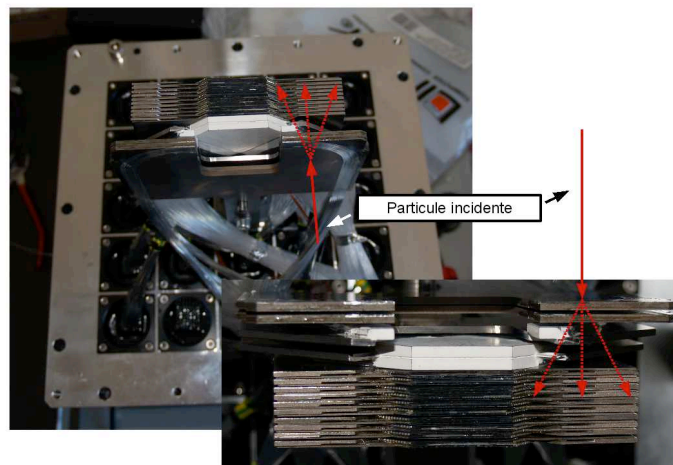


FIGURE 6.17: Photos du détecteur illustrant comment le passage d'une particule chargée à travers les plaques en titane des détecteurs de recouvrement peut créer une gerbe .

La figure 6.18 montre la multiplicité moyenne de tous les plans (U et V) en fonction de la position reconstruite dans le télescope. On constate que les événements de haute multiplicité correspondent aux événements frappant les plaques des détecteurs de recouvrement ainsi que ceux frappant la bride. On peut même remarquer que le niveau moyen des événements frappant les plaques des détecteurs de recouvrement est inférieur au niveau moyen de ceux qui frappent la bride. On trouve ici l'explication des figures 6.11 et 6.13. Les particules qui frappent la bride créent une gerbe en amont du détecteur à environ 30 cm dont la largeur est suffisamment importante pour illuminer tout le détecteur. Ce

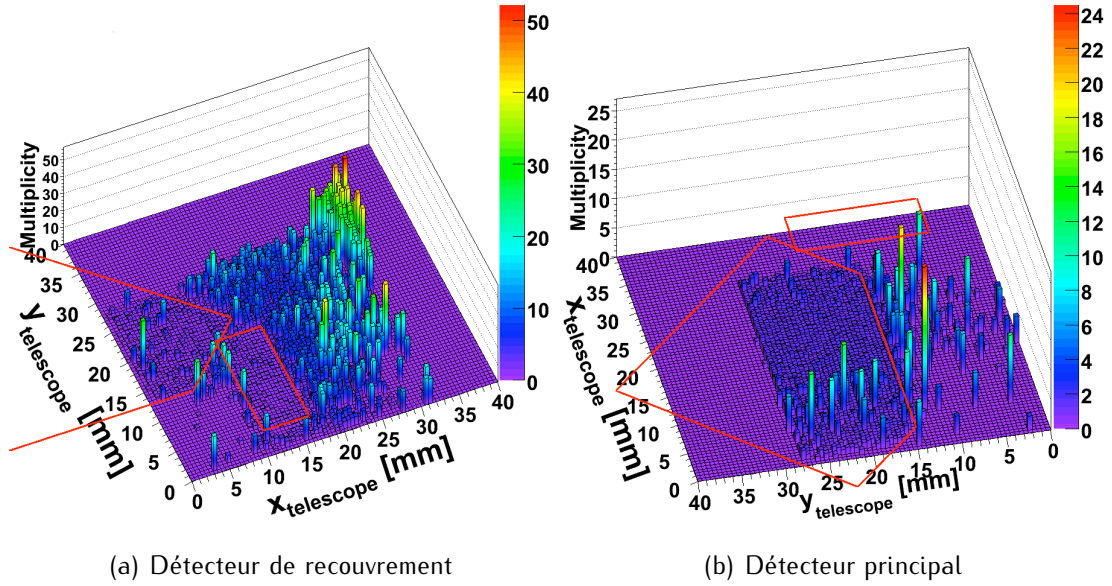


FIGURE 6.18: Multiplicités moyennées sur tous les plans observées dans le détecteur ALFA en fonction de la position du point d'impact des particules. A nouveau les traits rouges soulignent la forme des scintillateurs de déclenchement du détecteur ALFA. On retrouve sur la figure de gauche la forme de la bride qui relie le support au tube à vide de l'accélérateur.

sont les événements corrélés de la figure 6.12(b), c'est à dire ceux cerclés de vert. Lorsque la particule traverse la plaque des détecteurs de recouvrement droit ou gauche, elle se développe préférentiellement du côté du point d'impact. Ces événements sont ceux cerclés de rouge sur la figure 6.12(b).

Cela confirme l'hypothèse selon laquelle la large queue observée sur la distribution de la multiplicité s'explique par un bruit induit par le faisceau. Pour s'en convaincre nous pouvons sélectionner uniquement les événements où le télescope prédit un point d'impact dans les parties actives du détecteur ALFA. La distribution de multiplicité obtenue est présentée sur la figure 6.19. On constate que tous les événements avec une multiplicité au delà de 30 ont été supprimés.

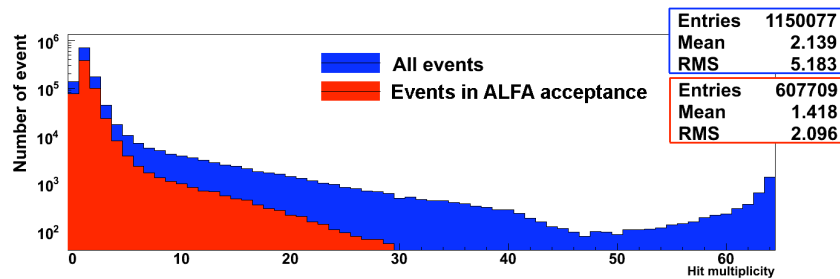


FIGURE 6.19: Visualisation de l'impact de la coupe fiducielle sur la distribution de la multiplicité moyenne. Cette sélection est effectuée grâce à l'extrapolation des traces reconstruite dans le télescope.

Cependant la distribution de la figure 6.19 après sélection présente encore une queue anormalement grande. Elle peut s'expliquer par la différence entre la position théorique des triggers et leurs positions réelles. Une telle différence a pour conséquence que tous les événements hors acceptation ne sont pas nécessairement coupés. A cela il faut ajouter le fait qu'aucune marge de sécurité au bord des triggers n'a été prise. De plus nous ne pouvons pas être sûr d'avoir identifié tout le matériel possible se trouvant devant le détecteur ALFA (support du télescope et autres).

Suite à ces résultats il a été décidé d'ajouter un compteur veto pour le prochain test en faisceau. On notera que ces événements n'avaient pu être observés lors du précédent test en faisceau car les détecteurs n'étaient pas insérés dans les pots romains.

Il est à noter que ces événements seront beaucoup moins probables au LHC, où la dimension du faisceau y sera beaucoup plus faible. Il est de plus compliqué d'évaluer l'impact de ces effets sur la mesure, comme par exemple de l'influence de la première station sur la suivante. On peut envisager que dès lors qu'une particule du halo frappe le détecteur dans les zones sensibles évoquées ci-dessus en même temps qu'un proton élastique, ce dernier sera alors très dur à identifier. On entrevoit ici l'importance d'avoir un algorithme de reconstruction robuste et peu sensible au bruit.

6.2.4 Reconstruction initiale des traces dans le détecteur ALFA

La donnée essentielle à la reconstruction des traces dans le détecteur ALFA est la métrologie. Pour chaque plan on mesure pour toutes les fibres, la position de leur centre et leur pente¹. On produit ensuite un fichier de géométrie qui sera utilisé par la reconstruction.

A mon arrivée dans l'expérience, une méthode de reconstruction avait déjà été développée et semblait donner des résultats tout à fait satisfaisants. Mais cette méthode n'avait pas été testée sur un détecteur complet mis en faisceau. Elle se divise en deux parties exposées ci-dessous.

Sélection des fibres avec la méthode de Hough

A chaque événement est associé une collection de canaux touchés. Dans cette collection on retrouve les canaux associés aux fibres ayant effectivement été touchées par le passage de la particule, les canaux ayant déclenché sur du bruit électronique et ceux dont le signal a été induit par diaphonie. Afin de pouvoir reconstruire la trace de la particule, il faut faire le tri pour identifier les fibres réellement situées sur le passage de la particule chargée. L'algorithme de sélection était basé sur la transformation de Hough décrite sur la figure 6.20.

1. Ce travail est effectué pour l'ensemble du détecteur au laboratoire de métrologie de DESY.

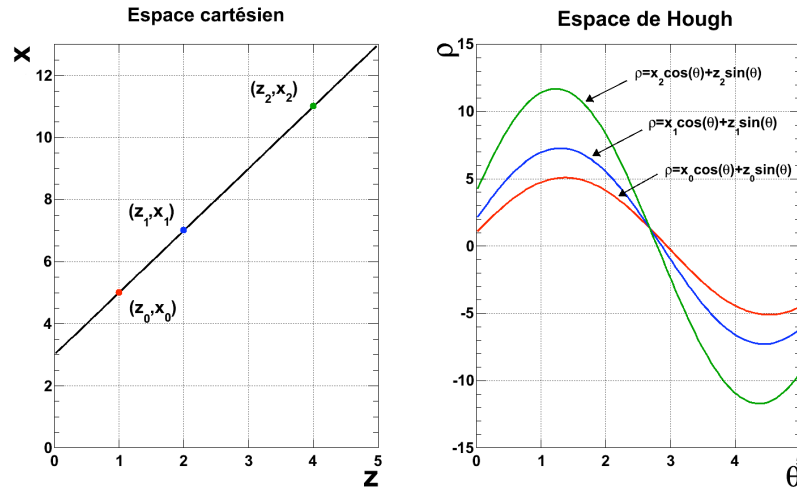


FIGURE 6.20: Principe de la transformation de Hough : une sinusoïde d'équation $\rho = x_0 \cos(\theta) + z_0 \sin(\theta)$ est associée à chaque point de coordonnées (z, x) . Si les points sont alignés dans l'espace cartésien, alors leurs sinusoïdes associées dans l'espace de Hough s'intersectent. Les coordonnées du point d'intersection permettent de retrouver l'équation de la droite dans le plan cartésien.

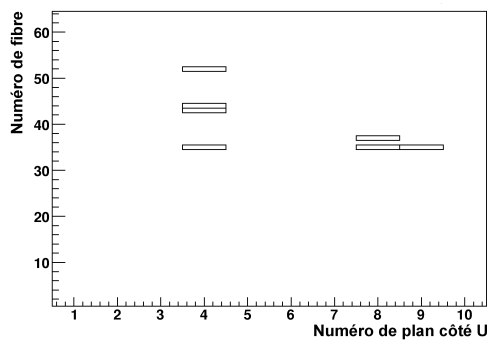
Une sinusoïde dont la phase et l'amplitude dépendent des coordonnées de la fibre correspondante est associée à chaque canal ayant déclenché. Lorsque plusieurs points (ou fibres) sont alignés dans l'espace cartésien, leurs sinusoïdes s'intersectent dans l'espace de Hough. Les coordonnées du point d'intersection permettent de retrouver l'équation de la droite qui relie les points. Cette méthode est habituellement utilisée en imagerie pour identifier des lignes droites mais aussi pour la reconstruction des traces en physique des particules. Dans notre cas la géométrie du détecteur ne permet pas de l'appliquer directement pour déterminer les paramètres des traces. Cela est dû à une granularité trop faible et une distance entre les plans trop petite. La précision de la méthode s'en trouve alors grandement limitée.

Pour sélectionner les fibres on applique à chaque côté du détecteur (U et V) la méthode suivante (voir figure 6.21) :

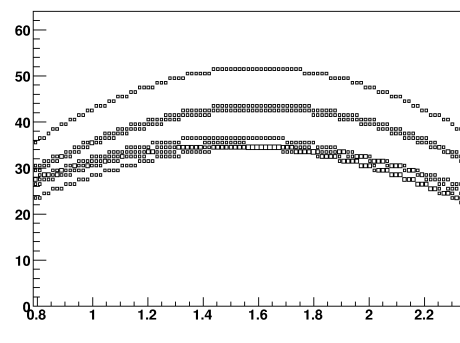
- on fait correspondre une sinusoïde à chaque canal ayant déclenché
- les sinusoïdes sont discrétisées et servent à remplir un histogramme à deux dimensions
- de cet histogramme on extrait le maximum
- on parcourt à nouveau toutes les canaux ayant déclenché en cherchant pour chaque plan lequel est le plus proche du maximum

La figure 6.21 montre l'exemple d'un événement relativement propre où seulement trois plans côté U sont actifs. La transformée de Hough permet sans aucun problème d'identifier les bonnes fibres. Nous verrons par la suite dans quel cas cette méthode trouve sa limite.

Une fois les fibres constituant la trace la plus probable identifiées, nous pouvons passer à la reconstruction.



(a) Côté U, #Fibre vs. #Plan.



(b) Côté U, transformée de Hough.

FIGURE 6.21: Exemple de transformée de Hough appliquée à un événement dans le détecteur ALFA.

Reconstruction de la trace avec l'algorithme de recouvrement

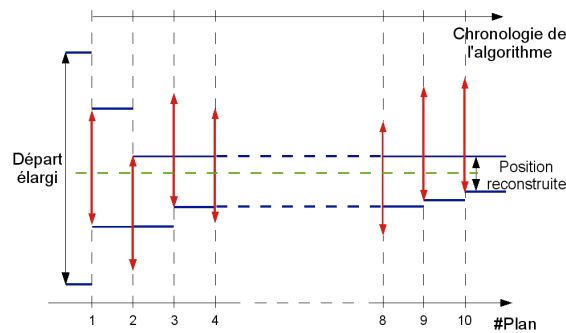


FIGURE 6.22: Méthode utilisée pour la reconstruction des événements. Les traits horizontaux bleus représentent la surface de recouvrement des fibres qui diminue suivant l'information apportée par chaque nouveau plan. La position reconstruite est le centre de la surface de recouvrement lorsque les dix plans de fibres ont été utilisés.

Le schéma de la figure 6.22 représente la méthode utilisée :

- On calcule la moyenne de la position centrale des fibres sélectionnées
- Par convention, on définit une zone de départ centrée sur cette valeur moyenne deux fois plus large qu'une fibre (flèche noire à gauche)
- On balaye les fibres sélectionnées (flèches rouges verticales) du premier au dernier plan. Les limites de la région de recouvrement s'amenuisent à mesure que les fibres modifient les limites inférieures ou supérieures (traits bleus horizontaux)
- La position reconstruite est le milieu de la zone de recouvrement finale (trait vert en pointillés)

Cette méthode avait très bien fonctionné jusqu'à ce test en faisceau. Mais que ce passe-t-il lorsqu'on l'applique à un détecteur complet avec dix plans de 64 fibres pour chaque orientation ?

Limites des méthodes de sélection et de reconstruction Sur l'exemple de la figure 6.21 seulement trois plans côté U et quatre côté V sont actifs. Il faut imaginer la même méthode pour dix plans de chaque côté. Prenons l'exemple du côté U. Il faut rajouter 7 autres sinusoïdes correspondants aux fibres dites de signal et tout autant pour le bruit ou/et la diaphonie. Ce qui nous fait à raison de deux fibres touchées par plan en moyenne, un total de 20 sinusoïdes pour un événement classique.

Le facteur limitant est alors la représentation sous forme d'un histogramme à deux dimensions de la transformée de Hough. Si le binning est trop grossier la probabilité d'avoir plusieurs maxima de même amplitude augmente. Si le binning est trop fin, la granularité trop faible ajoutée à la distance trop petite entre les plans rend difficile l'établissement d'un maximum. En fait, il n'existe pas de binning optimal pour résoudre le cas du détecteur complet. Il est donc fréquent que l'on sélectionne les mauvaises fibres. De plus cette méthode est extrêmement sensible à la diaphonie entre fibres.

Mais ce n'est pas la seule limitation, la méthode de reconstruction dite de recouvrement présente aussi ses défauts. Prenons l'exemple d'un événement où la fibre sélectionnée pour un plan a été touchée par diaphonie avec sa voisine. Dans ce cas, le balayage des plans par ordre chronologique fausse la position reconstruite. C'est ce que montre la figure 6.23. Sur la figure de gauche, la fibre ayant été réellement traversée par la particule a été sélectionnée. La ligne en pointillé verte montre la position reconstruite. Dans le cas de la figure de droite, c'est la fibre dont le signal a été induit par diaphonie qui est sélectionnée. La position reconstruite s'éloigne de la position réelle du passage de la particule. On peut aussi envisager le cas où cette erreur de sélection intervient pour la première fibre. Dans ce cas l'erreur peut être encore plus grande, on peut même complètement exclure l'information apportée par les plans suivants.

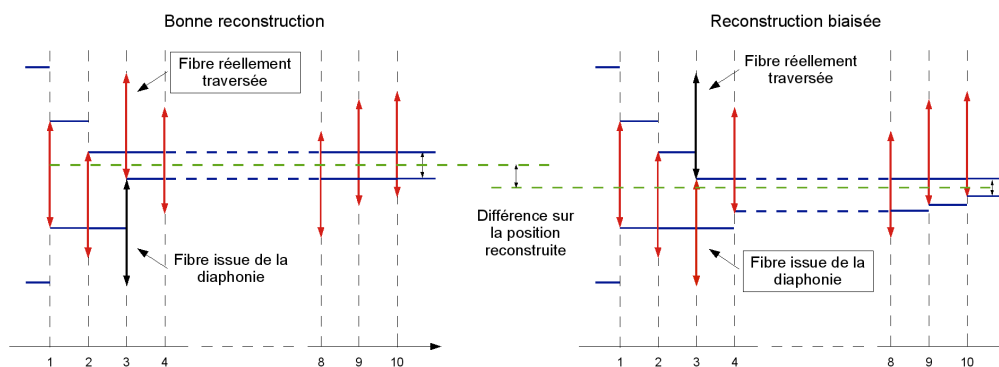


FIGURE 6.23: Démonstration de l'impact de la sélection d'une mauvaise fibre sur la reconstruction de la position de la particule dans d'un détecteur complet avec diaphonie. Les fibres sélectionnées par l'algorithme de Hough pour la reconstruction sont représentées en rouge.

Ces problèmes sont apparus lorsque j'ai comparé les fibres sélectionnées par la transformation de Hough avec les fibres prédites grâce à l'extrapolation du télescope. Tout le travail utilisant la combinaison entre les traces reconstruites dans le télescope et les

données du détecteur ALFA est présenté dans la section 6.2.7.

6.2.5 Nouvelle méthode de reconstruction des traces dans le détecteur ALFA

Il a fallu concevoir une nouvelle méthode de reconstruction avec comme critères :

1. Sélection des fibres utiles à la reconstruction plus performante
2. Algorithme de recouvrement indépendant de la position des plans

J'ai commencé par réfléchir au deuxième point ce qui comme nous allons le voir a permis de contourner le premier. Pour s'affranchir de la chronologie il faut pouvoir mettre dans un objet l'information relative à tous les plans d'un même côté du détecteur sans établir de hiérarchie.

La solution retenue est de remplir un histogramme à une dimension dans lequel chaque fibre touchée est représentée par 480 bins de 1 micron dont le contenu est 1. Si on répète cette opération pour les plans, lorsque deux fibres se recouvrent, le contenu des bins s'incrémente. C'est ce que montre la figure 6.24. Les deux graphiques du bas représentent les fibres touchées pour chacun des dix plans d'un même côté. La projection de ces fibres est représentée sur les graphiques du haut.

On constate alors qu'un maximum se dessine autour de la position pour laquelle les fibres se recouvrent. C'est le centre de cet intervalle qui est pris comme position reconstruite. On comprend aussi tout l'intérêt de cette méthode qui ne nécessite plus de sélectionner les fibres afin de pouvoir reconstruire l'événement. Et comme le montre la figure 6.25, même lorsque la particule incidente (faisceau traversant le détecteur du plan 10 vers le plan 1) semble rayonner deux particules secondaires, nous arrivons toujours à reconstruire la première.

On procède en deux étapes comme le présente la figure 6.26. Toutes les fibres d'un même côté du détecteur sont projetées sur un axe perpendiculaire situé au milieu du plan. On reconstruit la position de la particule comme le montre la figure 6.24. La donnée de la position reconstruite pour le plan perpendiculaire permet d'affiner la projection. Ainsi nous utilisons au maximum les informations apportées par la métrologie.

Un événement reconstruit se caractérise par :

- une multiplicité globale
- un nombre de fibres définissant le maximum de recouvrement pour le côté U et le V
- une largeur de recouvrement pour le côté U et le V

Ces trois paramètres renseignent sur la qualité de l'événement et sont conservés dans la suite de l'analyse.

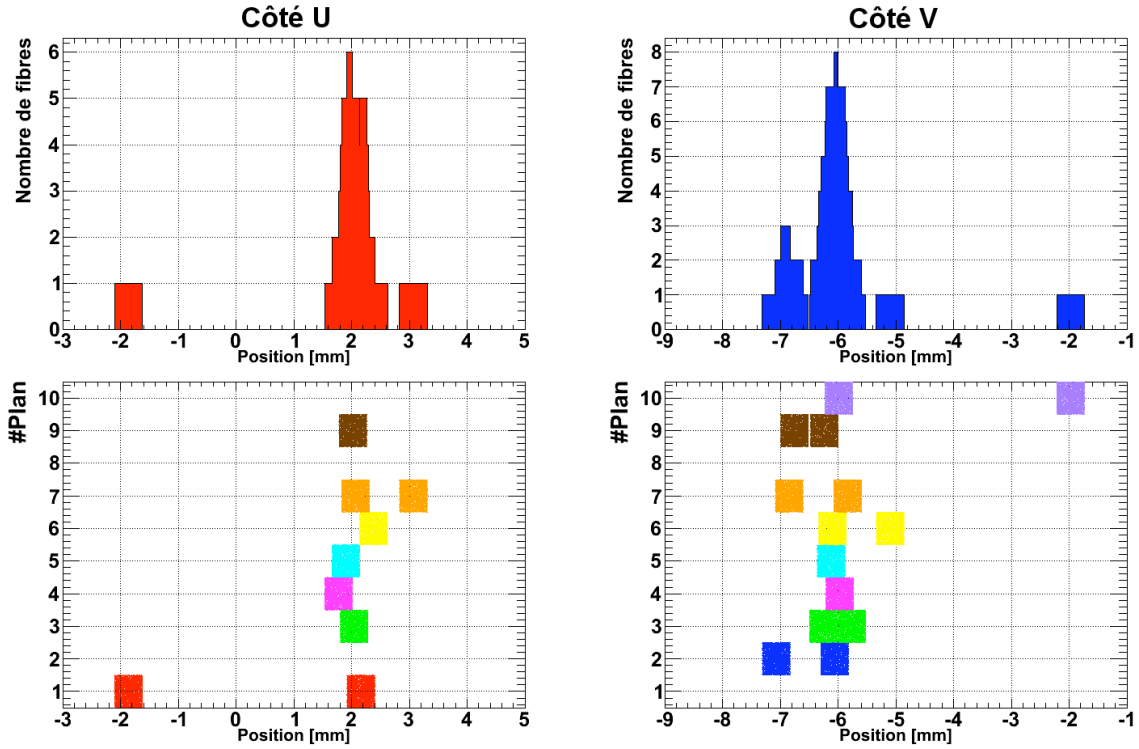


FIGURE 6.24: Application sur un exemple typique de la méthode de détection du passage d'une particule dans le détecteur ALFA. Les graphiques de gauche présentent le résultat pour le côté U et ceux de droite pour le V. Toutes les fibres touchées d'un même côté du détecteur (graphiques du bas) sont projetées dans un histogramme (graphique du haut). On peut alors déterminer tous les paramètres utiles à la reconstruction.

6.2.6 Simulation rapide du détecteur ALFA

Afin d'avoir un élément de comparaison pour les différents résultats obtenus en test faisceau nous avons réalisé une simulation simplifiée du détecteur ALFA. Simplifiée car ni le bruit, ni la diaphonie ou encore l'inefficacité de détection n'ont été simulés. Dans cette simulation, nous envoyons des particules sur l'ensemble de la partie active du détecteur. Suivant la géométrie utilisée (idéale ou réelle) nous déterminons les fibres touchées lors du passage de la particule. L'information de ces fibres nous permet d'appliquer l'algorithme de reconstruction et d'en retirer tous les paramètres décrits ci-dessus. Les différents résultats obtenus sont présentés ci-après. La géométrie dite *réelle* est celle du prototype utilisé pour ce test en faisceau.

Dans la géométrie idéale, les plans de fibres sont décalés par multiples de dixième de la largeur de la fibre dans la direction verticale, c'est à dire $500 \mu\text{m}/10 \times \sqrt{2} = 70.7 \mu\text{m}$ ou $50 \mu\text{m}$ lorsque l'on projette dans la direction du plan U ou du plan V. la position de la première fibre de chacun des plans du côté U est représentée sur la figure 6.27(a). La hauteur des rectangles symbolisant les fibres est à l'échelle. Le graphique du haut montre que le décalage successif des plans n'est pas fait par ordre chronologique. Dans le graphique du bas nous avons arrangé les plans par ordre de position décroissante, on retrouve alors le décalage successif des plans et une région de recouvrement optimale de

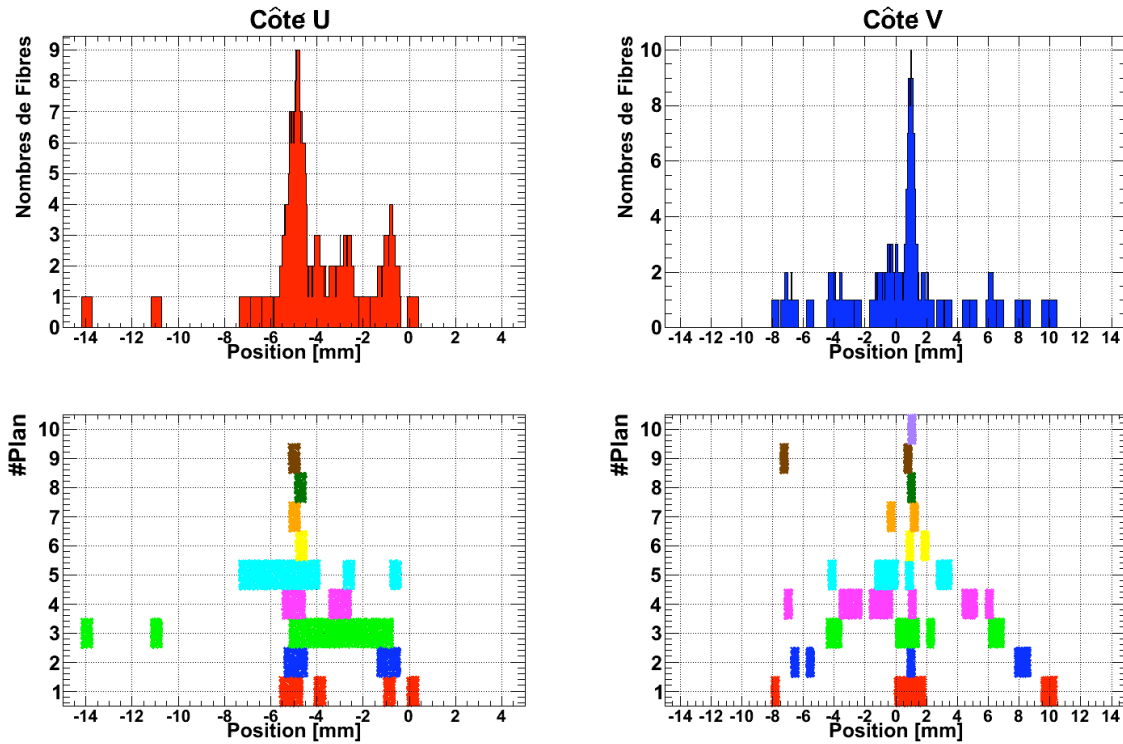


FIGURE 6.25: Application sur un événement ayant une forte activité de la méthode de détection du passage d'une particule dans le détecteur ALFA. L'absence de sélection et le travail sur les données brutes empêchent toute confusion. Même si la position est reconstruite avec une précision moindre, on est toujours capable d'identifier la particule incidente.

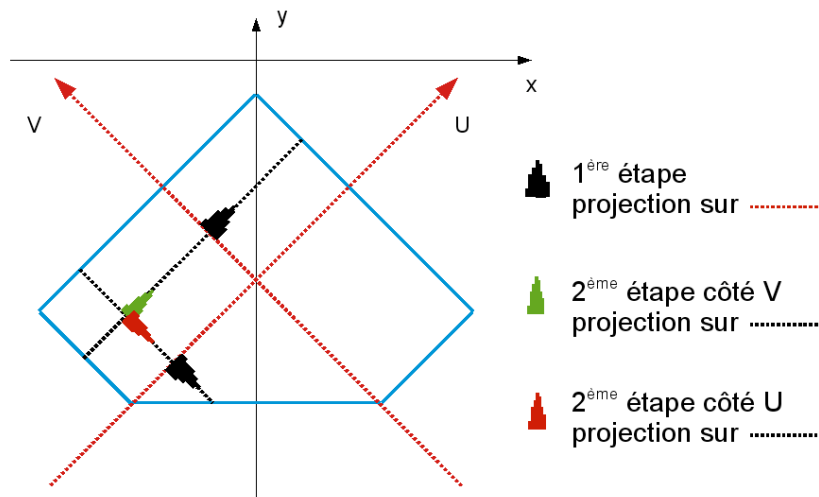


FIGURE 6.26: Détail des différentes étapes de la reconstruction. La première projection donne une information sur la position du passage de la particule. Elle est utilisée dans la deuxième projection afin d'affiner la détermination de la zone de recouvrement.

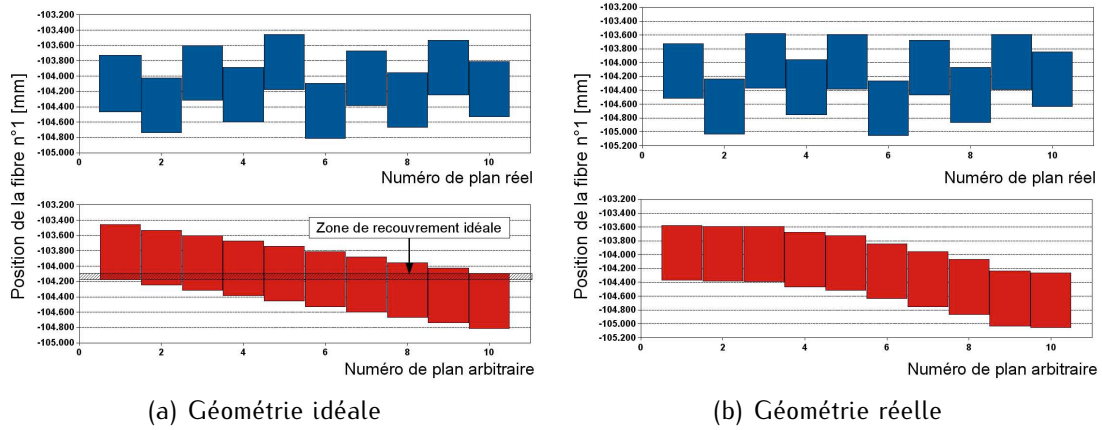


FIGURE 6.27: Exemple de position de la première fibre des plans du côté U dans le plan (x, y) . Pour les graphiques du haut le numéro des plans est conservé, pour ceux du bas, ils ont été rangés par ordre décroissant de la position du centre de la fibre. La hauteur des rectangles représentant les fibres est à l'échelle ($707 \mu\text{m}$).

$70.7 \mu\text{m}$. Donc dans le cas où tous les plans ont une efficacité de détection de 100 %, c'est cette largeur de recouvrement, divisée par un facteur $\sqrt{2}$ que l'on doit retrouver dans la figure 6.28(a). Ce que l'on observe finalement est une largeur moyenne de recouvrement de $30 \mu\text{m}$ soit $20 \mu\text{m}$ en deçà de la valeur attendue. Cela s'explique par le fait qu'il est considéré que la fibre n'est vraiment efficace que sur une largeur de $480 \mu\text{m}$. On retrouve alors les $20 \mu\text{m}$ enlevés à la fibre dans la largeur de recouvrement moyenne.

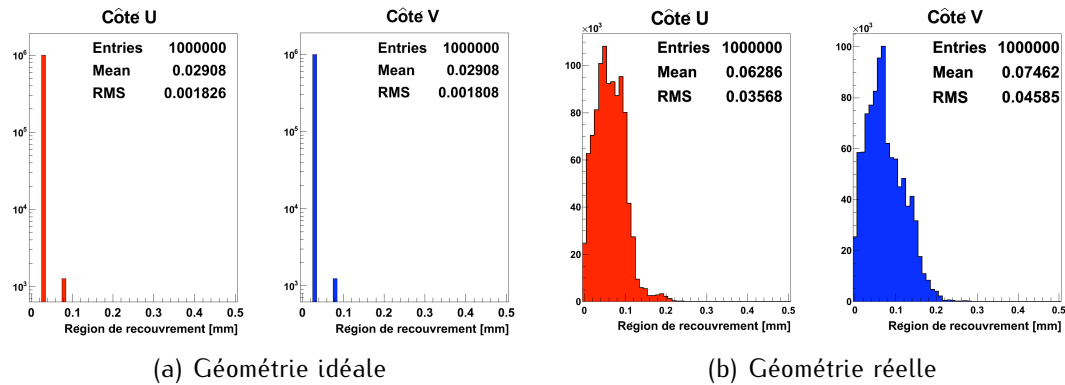


FIGURE 6.28: Distribution de la largeur de recouvrement obtenue avec la simulation d'un million d'événements avec un détecteur complet.

Par contre ces $20 \mu\text{m}$ ne devraient en rien changer la résolution et c'est ce que l'on constate sur les graphiques du haut de la figure 6.29. On retrouve bien les $14.4 \mu\text{m}$ attendus. On remarquera la forme particulière de la distribution de la différence entre la position reconstruite et la position simulée. Cette pyramide a une base dont la largeur est la même que celle de la zone de recouvrement optimale, à savoir $70.7 \mu\text{m}$. On retrouve juste ici la conséquence de la méthode de reconstruction. C'est la position centrale de la zone de recouvrement qui est choisie comme position reconstruite. Et cette forme pyramidale n'est autre que la forme caractéristique de la fonction d'autocorrélation d'un créneau. En

fait il s'agit plus exactement dans notre cas de la convolution entre la loi de probabilité uniforme de la génération et de celle de la reconstruction.

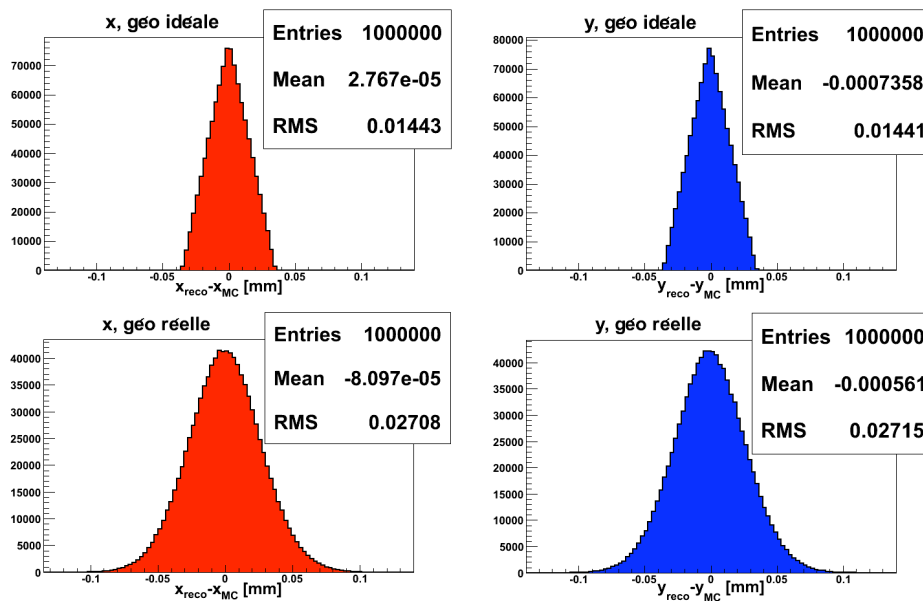


FIGURE 6.29: Résolution spatiale du détecteur ALFA complet avec la géométrie idéale (en haut) et réelle (en bas).

Dans le cas de la géométrie idéale, la région de recouvrement finale fera toujours $70 \mu\text{m}$ de large. Pour la géométrie réelle, la figure 6.27(b) montre que le décalage n'est plus régulier et que la largeur de recouvrement pourra prendre d'autres valeurs. De plus, dans le cas de la géométrie réelle, les irrégularités introduites par la colle entre les fibres peuvent entraîner la perte de la configuration de décalage initiale. C'est ce que montre la figure 6.30 qui représente la position centrale des dernières fibres de tous les plans du côté U. Les plans sont rangés dans le même ordre que le graphique du bas de la figure 6.27(b). Il faut noter que le détecteur dont les performances étudiées dans cette section est le premier prototype complet assemblé. Les procédures d'assemblages ont été modifiées pour la réalisation de la production finale.

Comme attendu, la figure 6.28(b) présente un spectre avec une moyenne plus élevée et aussi avec une structure continue. On trouve une moyenne de $63 \mu\text{m}$ pour le côté U et $75 \mu\text{m}$ pour le côté V. Ce qui si l'on divise par un facteur $\sqrt{12}$ laisse entrevoir une résolution entre 24 et $27.4 \mu\text{m}$. C'est ce que l'on observe sur la figure 6.29. Les deux graphiques du bas montrent bien une résolution d'environ $27 \mu\text{m}$ en x et y .

Ces résultats montrent que les imperfections liées à l'assemblage des plans de fibres du prototype dégradent la résolution idéale. La figure 6.31 montre l'évolution de la résolution en fonction de la largeur de la zone de recouvrement dans le cas de la géométrie réelle. La valeur en abscisse n'est pas à proprement parler la largeur de recouvrement : il s'agit de la racine de la somme quadratique des largeurs trouvées pour le côté U et le côté V. Mais on constate ce à quoi on pouvait s'attendre : plus la largeur de recouvrement est étroite, meilleure est la détermination de la position.

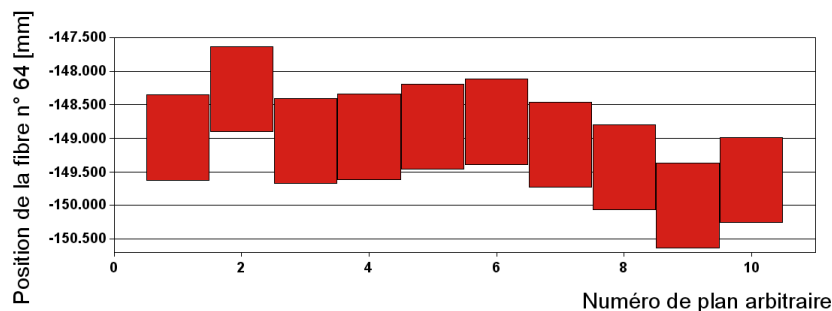


FIGURE 6.30: Position de la dernière fibre des plans du côté U pour le pro type testé en faisceau. On constate qu'à mesure que l'on ajoute des fibres on s'éloigne du décalage initial que l'on peut observer sur la figure 6.27(b).

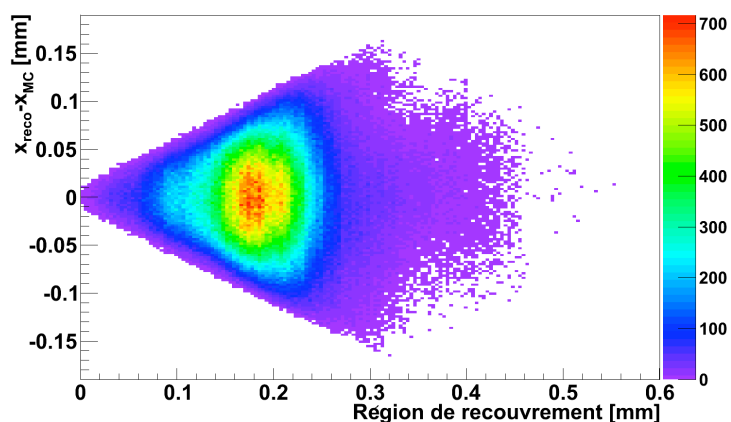


FIGURE 6.31: Résolution en fonction de la largeur de la zone de recouvrement pour la géométrie réelle.

6.2.7 Analyse combinée télescope/ALFA

Nous avons désormais un programme qui nous permet de reconstruire les traces dans le télescope et un autre dans le détecteur ALFA. Une fois que le télescope et le détecteur ALFA ont été alignés, il ne nous reste qu'à combiner ces informations pour tirer le maximum d'information des données.

Résolution

La résolution est obtenue en ajustant par une gaussienne la distribution de la différence entre les positions reconstruites dans le détecteur ALFA et dans le télescope. C'est l'écart type de la gaussienne qui nous donne la résolution. Comme nous l'avons vu dans la partie 4.2.1, la résolution théorique pour un trajectographe complet est de $14.4 \mu\text{m}$. Les conditions pour obtenir une telle résolution sont : une efficacité de détection de 100 %, pas de diaphonie ni de bruit, une configuration de décalage des plans de fibres idéale et une métrologie parfaite.

Le test en faisceau du CERN effectué en octobre 2006 avec un détecteur de 20 plans

composés de 16 fibres chacun avait donné un résultat de $26\ \mu\text{m}$ [71]. On devait donc s'attendre à une moins bonne résolution ne faisant l'acquisition que sur une moitié de détecteur. De plus, plus le nombre de fibres par plan est élevé, plus la résolution se dégrade car en augmentant le nombre de fibres par plan, la position des fibres s'écarte de plus en plus de la position nominale. C'est ce que l'on avait constaté en comparant les figures 6.27(b) et 6.27.

Comme nous l'avons dit précédemment, le dispositif d'acquisition utilisant deux cartes de tests du LAL permet de lire au maximum dix plans. Suivant les câbles kaptons lus les configurations changent.

La figure 6.32 représente la distribution de la largeur de la région de recouvrement des fibres pour quatre configurations différentes. Comme on peut le constater, plus il y a de plans par côté et plus la distribution est continue et déplacée vers les petites valeurs de largeur de recouvrement. A contrario, lorsque peu de plans sont utilisés, la distribution est plus piquée et déplacée vers les grandes largeurs de recouvrement. Cela montre la structure discrète des valeurs possibles des positions reconstruites dues au nombre moins important de configurations possibles de décalage entre plans successifs.

On s'attend donc à obtenir des résultats assez différents pour toutes ces configurations en terme de résolution.

La figure 6.33 montre la résolution combinée du télescope et d'ALFA pour la configuration 5U-5V, à savoir un demi détecteur. La figure 6.34 montre la résolution obtenue avec la simulation en utilisant exactement les mêmes plans. Compte tenu de l'efficacité de détection trouvée, des imperfections d'assemblage et de la convolution avec la résolution du télescope ces résultats sont tout à fait comparables.

Si l'on considère un détecteur réel, le décalage entre les plans successifs n'étant pas parfait on ne peut donc pas estimer la résolution du détecteur complet en divisant par un facteur deux. Cependant on peut regarder comment la résolution évolue en fonction de la largeur moyenne de recouvrement des fibres. On espère retrouver le comportement observé sur la figure 6.35. La figure 6.35 montre pour quatre configurations de plans différentes l'évolution de la résolution en fonction de la valeur maximale de la largeur de recouvrement acceptée pour reconstruire l'événement. Par exemple le point correspondant à $0.2\ \text{mm}$ donne la résolution obtenue en ne sélectionnant que les événements ayant une largeur de recouvrement inférieure à $0.2\ \text{mm}$. On constate alors le comportement attendu. Plus la région de recouvrement est étroite, plus la résolution est bonne. On voit que la résolution de $30\ \mu\text{m}$ attendue pour un détecteur complet est atteinte lorsque la région de recouvrement est inférieure à $0.125\ \text{mm}$.

La figure 6.35 montre la distribution pour le côté U et le côté V de la largeur de recouvrement des fibres par événement. La moyenne est de d'environ $70\ \mu\text{m}$ et près de 97 % des événements ont été reconstruits avec une largeur inférieure à $0.125\ \text{mm}$. Cela laisse espérer qu'avec un détecteur complet la résolution de $30\ \mu\text{m}$ sera bien atteinte.

Efficacité de détection

L'efficacité de détection se définit comme étant la probabilité pour un plan de déclencher lorsqu'il est traversé par une particule. Le calcul de l'efficacité de détection peut

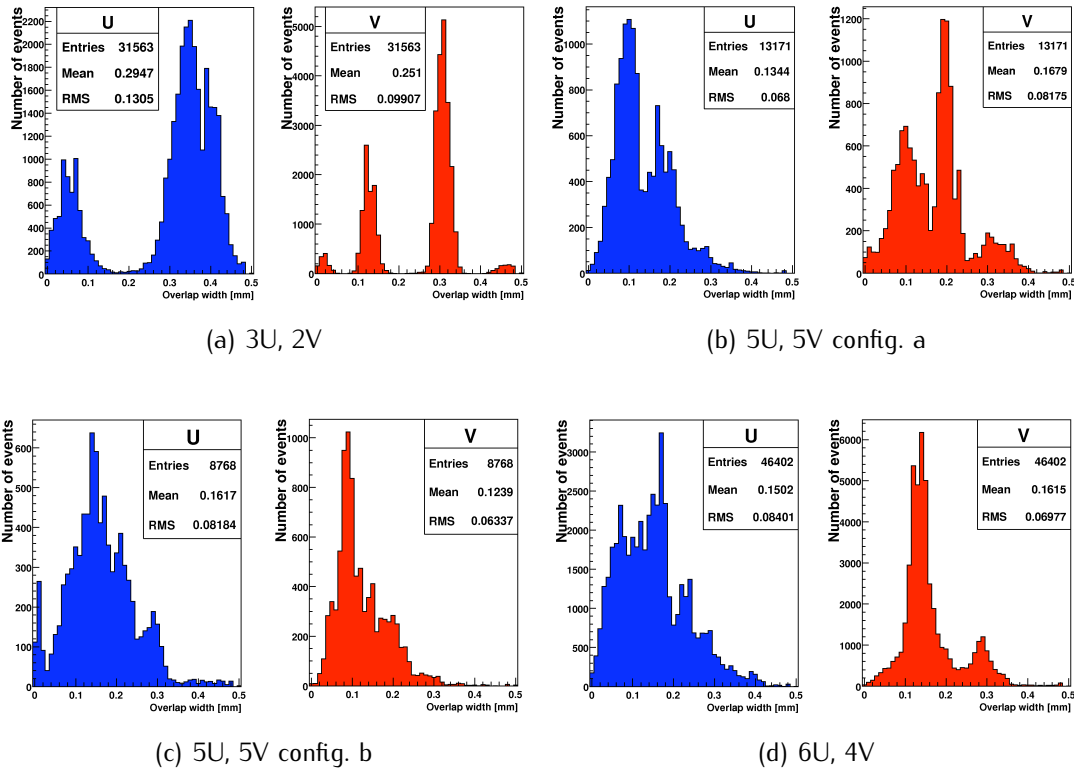


FIGURE 6.32: Distribution de la largeur de la région de recouvrement pour quatre configurations de plans différents. Plus le nombre de plans est petit plus la distribution est piquée montrant la discrétisation des solutions de recouvrement. Au contraire plus il est élevé et plus cette distribution est continue et déplacée vers les petites largeurs. Les configurations a et b se distinguent par des plans actifs différents.

être facilement biaisée par l'acceptance géométrique d'un plan. En effet si une particule traverse un plan exactement dans l'espace séparant deux fibres, il est possible qu'elle n'induisse aucun signal dans les deux fibres adjacentes. L'espace entre deux fibres occupé par la colle est en moyenne de $20 \mu\text{m}$, soit au total 4 % de la largeur totale d'un plan. Ce qui nous donne une acceptance géométrique de 96 % par plan pour toute particule qui traverse le scintillateur de déclenchement.

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer cette grandeur, chacune utilisant des outils différents :

1. A partir de la distribution de la multiplicité on peut extraire la proportion d'événements avec au moins un canal ayant déclenché lors du passage de la particule. Cette première définition inclura donc les canaux ayant déclenché sur du bruit. On s'attend donc à ce quelle surestime l'efficacité de détection.
2. La deuxième consiste à utiliser l'information issue de la reconstruction des événements. En effet nous sommes en mesure d'identifier quelle est la fibre pour chaque plan qui a été utilisée pour définir la zone de recouvrement de l'événement reconstruit. Si contrairement à la première méthode elle exclura les canaux ayant déclenché sur du bruit, elle est biaisée car elle se limitera aux événements ayant

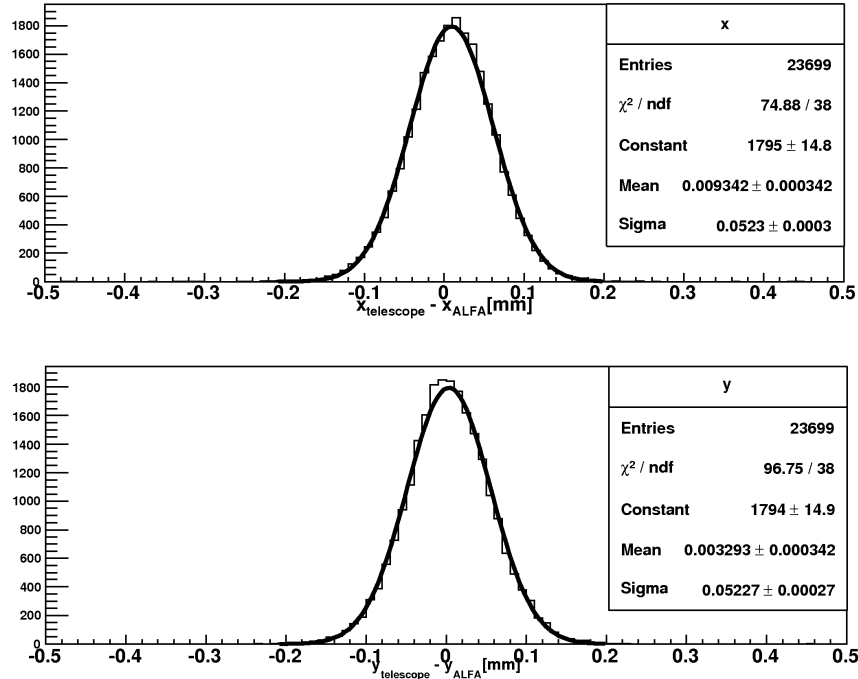


FIGURE 6.33: Résolution spatiale combinée pour le détecteur ALFA et le télescope. On trouve pour x et y une valeur d'environ $52 \mu\text{m}$.

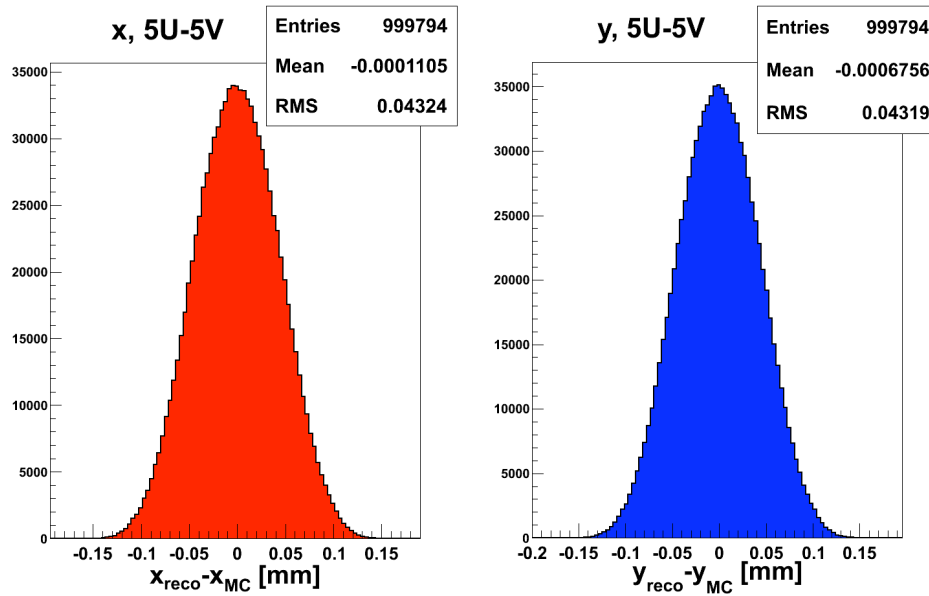


FIGURE 6.34: Résolution spatiale obtenue avec la simulation d'un million d'événements pour la même configuration en 5U-5V que celle du test en faisceau. On obtient pour les plans horizontal et vertical une résolution d'environ $43 \mu\text{m}$.

été reconstruits.

3. La troisième consiste à regarder si la fibre qui a été prédite par le télescope a réellement été touchée. Pour cela on accepte une fenêtre de $\pm 300 \mu\text{m}$ autour de

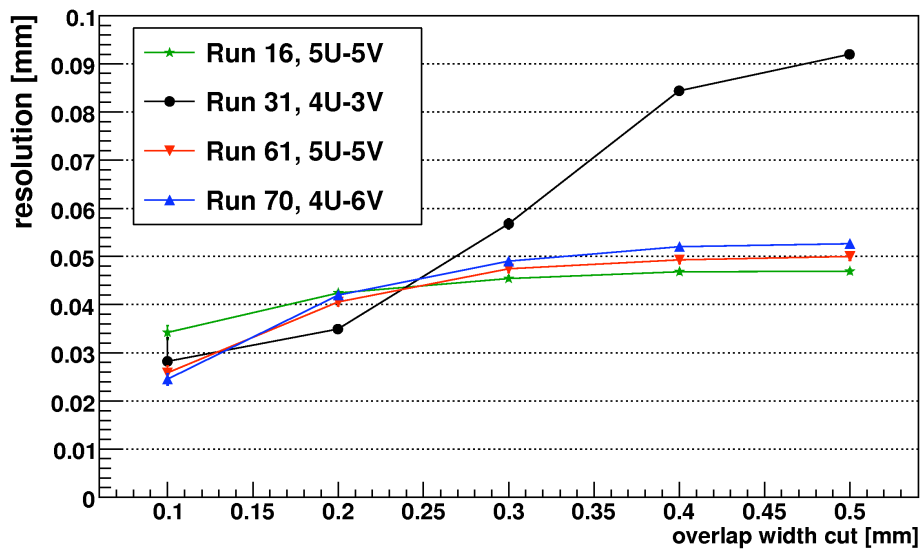


FIGURE 6.35: Évolution de la résolution pour quatre configurations de plans différentes en fonction de la largeur de recouvrement maximale acceptée.

la trace extrapolée. Bien qu'étant a priori la méthode la plus fiable, elle est biaisée par le fait que seuls les événements ayant été reconstruits dans le télescope seront analysés.

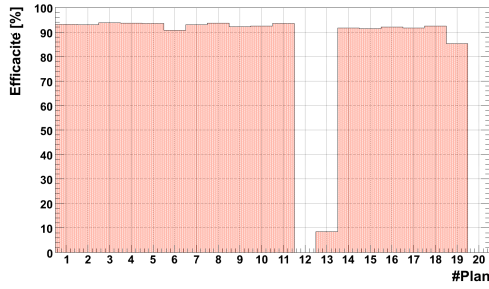
Les résultats pour ces trois méthodes et pour tous les plans de fibres fonctionnels sont présentés sur la figure 6.36. On trouve pour les trois méthodes une efficacité proche de 90 %. Comme on pouvait s'y attendre la méthode 1 donne des résultats légèrement supérieurs car les plans n'ayant déclenché que sur du bruit sont aussi considérés comme efficace. Par contre les méthodes 2 et 3 donnent des résultats quasiment identiques.

Si on calcule l'efficacité avec les méthodes 1 et 2 en utilisant les mêmes échantillons, donc en considérant uniquement les événements reconstruits dans le détecteur ALFA et que l'on regarde la différence on obtient la figure 6.37. Cette différence traduit le nombre d'événements pour lesquels la multiplicité est supérieure ou égale à 1 mais où le ou les fibres correspondants aux canaux touchés ne se trouvent pas sur le passage de la particule. Il peut donc s'agir soit d'événements de bruit soit de fibres dont la métrologie s'éloigne de la géométrie réelle. On constate une différence moyenne d'environ 1.5 %.

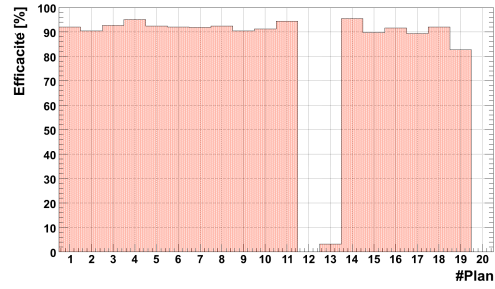
Diaphonie

Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre 5, les différentes sources de diaphonie sont :

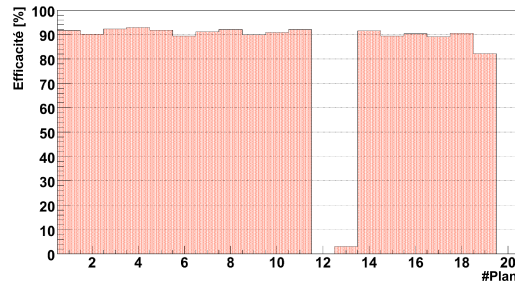
1. les fibres
2. le MAPMT
3. le routage des signaux et les connecteurs noirs situés sur la carte passive de la PMF



(a) Méthode 1



(b) Méthode 2



(c) Méthode 3

FIGURE 6.36: Efficacité de détection par plan pour DAC=2000, HV=900 V et tous les gains MAROC2 à 16. Les creux dans les distributions correspondent à des plans non lus ou avec une électronique défectueuse (HV défaillante ou PMF inopérante)

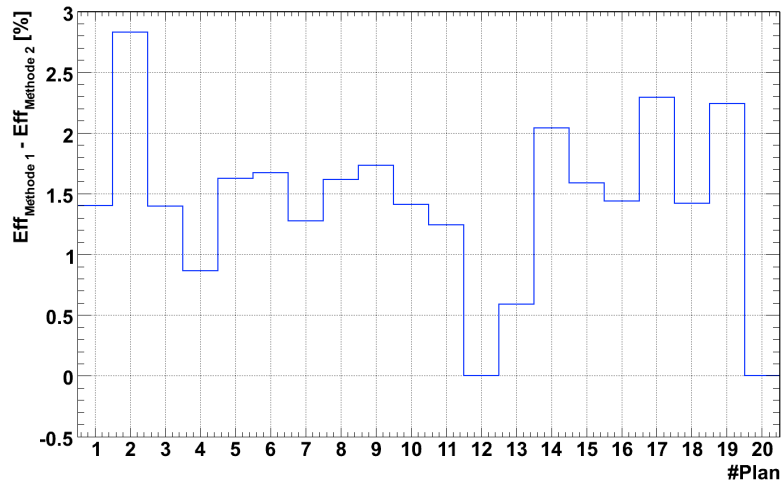


FIGURE 6.37: Différence par plan de l'efficacité calculée entre la méthode 1 et 2. On trouve une différence moyenne d'environ 1.5 %

4. la puce MAROC2

Nous allons ici exploiter l'information apportée par le télescope. Puisque nous pouvons prédire quelle est la fibre qui a été touchée dans chacun des plans. Cela nous permet donc d'identifier la source du signal. On sait que c'est à partir de la fibre réellement touchée

par la particule que provient le signal qui va se propager dans la chaîne d'acquisition. On peut donc remonter cette chaîne et regarder la diaphonie en ne s'intéressant qu'aux canaux voisins de celui correspondant à la fibre de signal.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 6.38.

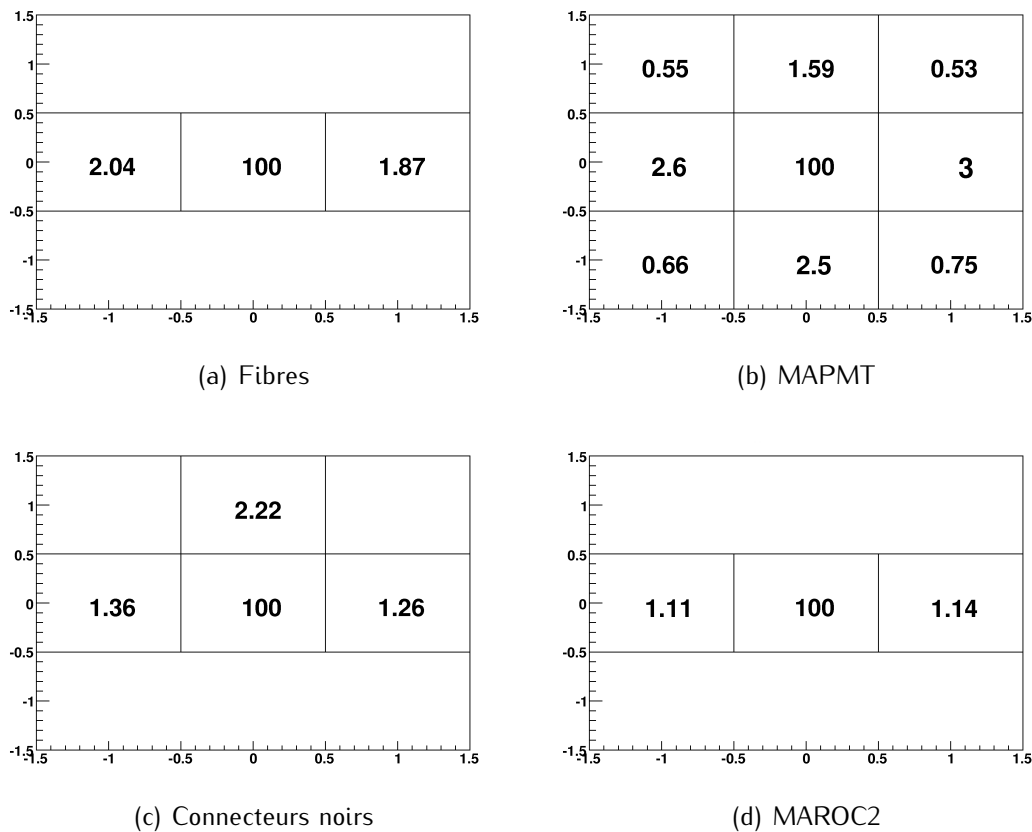


FIGURE 6.38: Niveau de diaphonie pour les premiers voisins des différents composants pour HV=900 V, Gain=16, DAC=2000.

Il est à noter qu'une fois de plus ces chiffres ne représentent pas la contribution pure de chacun des composants. La figure 6.39 montre pour chaque composant le pourcentage d'événements de diaphonie qu'il partage avec un autre. Par exemple la figure 6.39(a) montre que 98 % des événements de diaphonie observés sur les fibres sont uniquement dûs aux fibres, les 2 % restants résultant d'un couplage mixte avec les connecteurs noirs (notés BC sur la figure). On récolte ici les fruits d'un routage réalisé principalement dans le but de minimiser la diaphonie sur les fibres. En effet comme le montre la figure 6.25, c'est la diaphonie sur les fibres qui est la plus dangereuse pour la reconstruction. La diaphonie introduite par les autres éléments concernent des fibres suffisamment loin de la trace principale pour qu'elle n'ait aucune conséquence sur la reconstruction.

Nous pouvons tirer de la figure 6.39 le tableau 6.1. Ce tableau résume le comportement global de la diaphonie et sur la façon dont tous les éléments sont couplés.

Nous avons vu dans la section 5.3.1 que :

1. le MAPMT et les connecteurs noirs ont de nombreux voisinages communs.

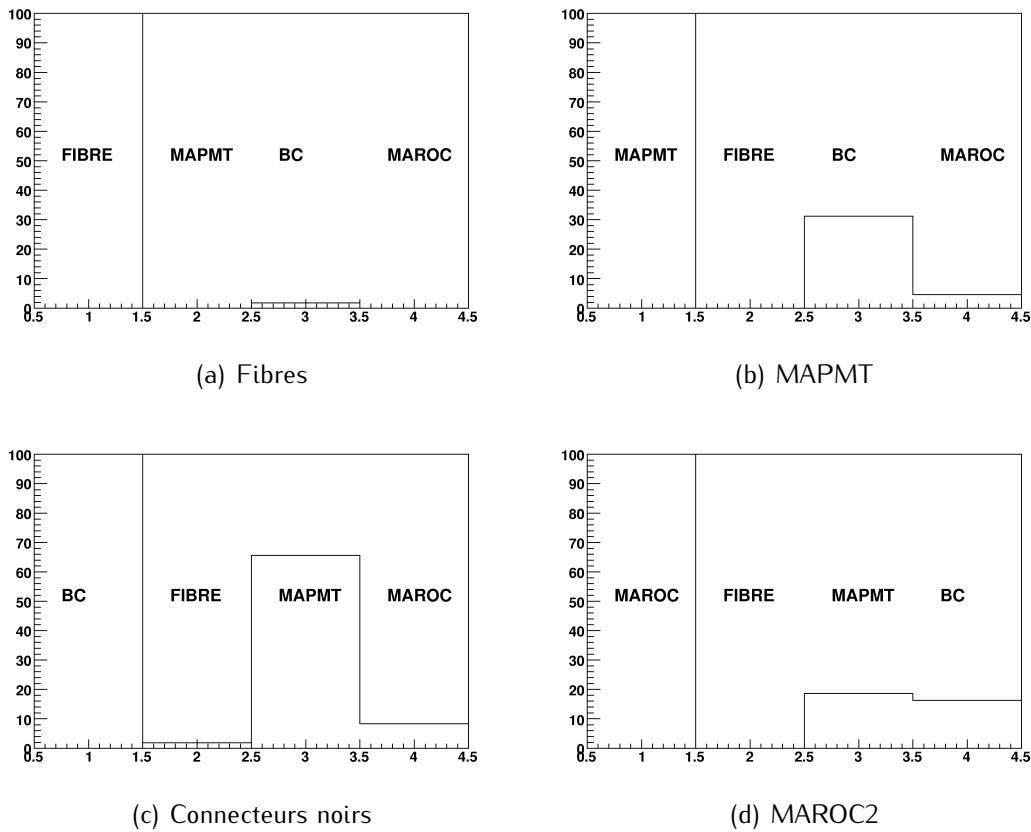


FIGURE 6.39: Représentation des couplages multiples. Pour chaque composant, on calcule la proportion d'événements de diaphonie mettant en jeu les mêmes canaux que l'on retrouve dans les autres éléments de la chaîne d'acquisition.

2. dès lors qu'un événement de diaphonie apparaissait dans le MAPMT à cause de son gain très élevé il était quasiment systématiquement détecté alors que pour les connecteurs il fallait un signal inducteur très fort pour que les voisins commencent à déclencher.

Nous allons utiliser ces informations pour comprendre les résultats du tableau 6.1. On constate que 31 % (resp. 65 %) des événements de diaphonie identifiés dans le MAPMT (resp. les connecteurs noirs) le sont aussi dans les connecteurs noirs (resp. le MAPMT). Ce sont les plus hauts taux de couplage observés entre les différents éléments. On retrouve donc l'influence des nombreux voisinages communs. Mais comment expliquer que 65 % des événements de diaphonie des connecteurs sont communs au MAPMT alors que deux fois moins le sont dans le cas contraire (31 %). On retrouve ici le fait qu'en grande partie la diaphonie que l'on pourrait conjointement attribuer aux deux éléments provient principalement du MAPMT, et que le niveau de diaphonie de l'électronique est assez faible. En effet la proportion d'événements dont la quantité de lumière est proche des 10 photo-électrons nécessaires pour induire de la diaphonie au niveau de l'électronique est très faible.

TABLE 6.1: Mixage entre les différents éléments participant à la diaphonie. Le tableau indique la proportion d'événements de diaphonie observés à la fois par l'élément de la ligne et par l'élément de la colonne. L'élément de la ligne sert de référence.

	Fibres	MAPMT	BC	MAROC2
Fibres	100	0	2	0
MAPMT	0	100	31	5
BC	2	65	100	8
MAROC2	0	18	16	100

On retrouve ce résultat si à partir du tableau 6.1 on extrait la proportion d'événements de diaphonie ne pouvant être attribuée qu'à un seul composant. En effet le tableau 6.2 montre que les connecteurs ainsi que la puce MAROC2 ont les taux de diaphonie "pure" les plus faibles.

TABLE 6.2: Pourcentage d'événements de diaphonie ne pouvant provenir que d'un seul élément.

	Fibres	MAPMT	BC	MAROC2
[%]	98	64	27	34

Le tableau 6.3 montre la matrice de corrélation entre les différents éléments participant à la diaphonie. Elle est calculée sans tenir compte du câblage. En effet contrairement à la figure 6.39 où nous avons pris soin de vérifier que les événements de diaphonie mettaient bien en jeux les mêmes canaux, ici nous considérons tous les événements où deux éléments sont le siège d'une diaphonie sans se soucier du voisinage. Cependant on retrouvera dans les coefficients de corrélations obtenus l'effet des couplages multiples. Par exemple la corrélation la plus forte est observée entre le MAPMT et les connecteurs noirs. Mais ce tableau renseigne aussi sur le comportement des différents éléments dans le cas d'un événement avec un signal élevé. En effet si l'intensité lumineuse produite dans les fibres est élevée on peut s'attendre à ce que la diaphonie soit observée dans plusieurs éléments de la chaîne d'acquisition. C'est ce que l'on constate, contrairement au tableau 6.1, les coefficients de corrélation trouvés entre les fibres et les autres éléments sont non nuls.

TABLE 6.3: Matrice de corrélation entre les différents éléments participant à la diaphonie. Les coefficients sont calculés en ne tenant compte que des premiers voisins.

	Fibres	MAPMT	BC	MAROC2
Fibres	100			
MAPMT	16	100		
BC	15	45	100	
MAROC2	12	21	26	100

L'information importante à retenir de ces résultats est que tout le travail effectué afin de découpler la diaphonie entre les fibres et les autres composants fonctionne parfaitement. De plus le niveau de diaphonie observé sur les fibres de l'ordre du pourcent est tout à fait raisonnable. On s'attend donc à ce que l'effet global de la diaphonie ne se fasse pas trop ressentir sur la reconstruction des événements. La figure 6.40 montre un exemple d'un événement particulièrement bruyant et riche en diaphonie. Chaque rectangle noir représente un canal touché. Les marqueurs de différentes formes et couleurs représentent l'identification de la diaphonie dans les différents éléments. Mais l'information la plus intéressante à retenir de cet "event display" est représentée par les rectangles rouges et les étoiles noires : les rectangles rouges montrent quelles sont les fibres qui ont été sélectionnées pour la reconstruction de l'événement et les étoiles noires la prédiction effectuée grâce au télescope. On constate alors que malgré la forte activité de déclenchement la méthode de reconstruction parvient toujours à identifier le passage de la particule.

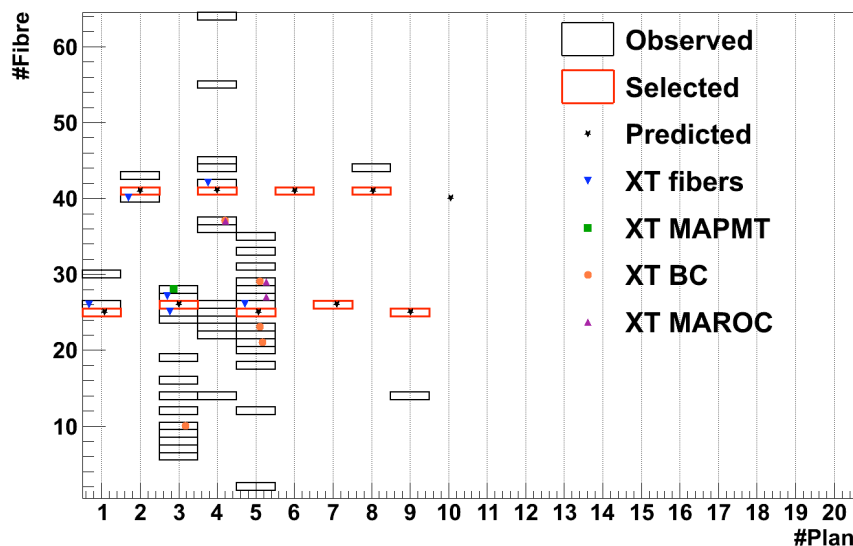


FIGURE 6.40: Exemple d'identification de la diaphonie sur un événement particulièrement bruyé. Le calcul se limite aux premiers voisins. Les rectangles noirs représentent tous les canaux ayant déclenché, les rouges ceux sélectionnés par la méthode de reconstruction et les étoiles noires indiquent la prédiction effectuée grâce au télescope. On remarque à nouveau que même avec beaucoup de bruit nous sommes en mesure d'identifier le passage de la particule. Ici sont représentés les plans U (impairs) et V (pairs).

Les détecteurs de recouvrement

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, les plans de fibres des détecteurs de recouvrement sont routés au MAPMT selon un tout autre schéma que celui du détecteur principal. Deux plans de 30 fibres chacun sont connectés à un même MAPMT. Ces deux plans se situent d'un côté et de l'autre du détecteur. Ainsi on empêche les risques de diaphonie due au MAPMT entre deux plans successifs. Cependant cela complique l'opération d'assemblage et les erreurs de câblages sont plus fréquentes. C'est en analysant les données que j'ai constaté des erreurs sur le routage des fibres et sur la convention

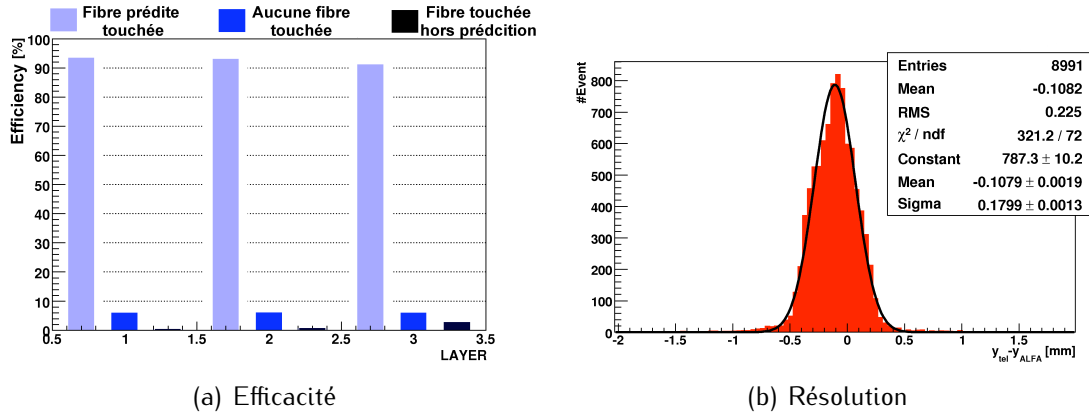


FIGURE 6.41: Efficacité et résolution obtenues pour un détecteur de recouvrement avec DAC=1500, HV=950 V et tous les gains MAROC2 à 16.

utilisée par la métrologie pour numérotter les fibres. Il a donc fallu utiliser la prédiction du télescope pour retrouver le bon routage et appliquer la bonne géométrie.

Efficacité On retrouve sur la figure 6.41(a) des résultats tout à fait comparables à ceux obtenus pour le détecteur principal. Ces résultats sont obtenus en utilisant la prédiction du télescope. On regarde si la fibre prédite a réellement été touchée avec une fenêtre de sécurité de ± 1 fibre afin de prendre en compte la résolution du télescope. Nous avons aussi ajouté comme information le cas où une fibre a déclenché mais se trouve en dehors de la fenêtre de sécurité et le cas où aucune fibre n'est touchée.

Résolution La résolution de $180 \mu\text{m}$ obtenue (voir figure 6.41(b)) est loin de la prédiction effectuée grâce au Monte-Carlo, qui, elle est proche de $70 \mu\text{m}$. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette différence. Tout d'abord la géométrie qui comme je l'ai expliqué précédemment n'est pas parfaitement comprise. Ensuite nous n'avons pas pu effectuer beaucoup de run et la statistique est par conséquent assez faible. Finalement les réglages de l'électronique. La haute tension des MAPMTs était plutôt élevée (950 V) ainsi que le DAC plutôt bas (1500). Cela favorise des événements bruyants. Et comme nous n'avons que trois plans de fibres il est parfois très dur d'identifier le passage de la particule lorsque le niveau de bruit est trop élevé.

6.3 Conclusions sur les tests en faisceau

6.3.1 Intérêt pour l'expérience

Tous les tests en faisceau réalisés jusqu'à lors ont fait grandement progresser la compréhension du détecteur et de la technologie à adopter. Si certains ont permis de valider ces choix (slow control, trigger, PMF...), d'autres ont mis en lumière des problèmes (carte mère, câbles souples...) qui ont été résolus puis resoumis au jugement du test en faisceau.

Ils ont aussi permis de développer le logiciel utile à l'analyse des données produites et à leur acquisition. Une grande partie de ce logiciel sert actuellement de squelette à l'implémentation du sous-détecteur ALFA dans ATHENA.

6.3.2 Intérêt personnel

Dans tous les cas, ces périodes sont très intéressantes pour tous les membres de la communauté ALFA. Cet exercice requiert un travail d'équipe efficace où chacun doit utiliser ses spécificités et connaissances pour les mettre au service de tous. Ces périodes favorisent donc aussi la communication au sein de la communauté.

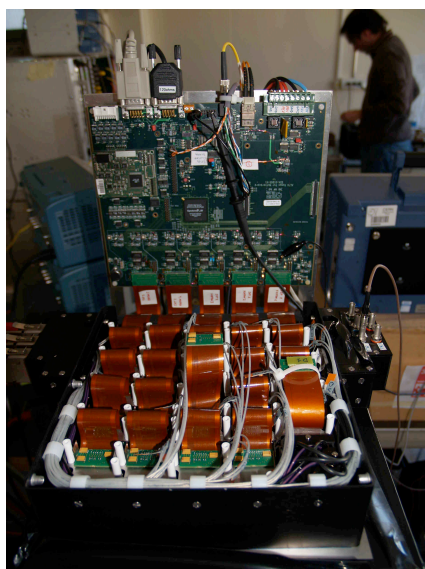
Pour ma part, les périodes de tests en faisceau ont été parmi les plus intéressantes et les plus stimulantes de ma thèse. Et ce notamment parce que mon implication y était toujours plus importante, aussi bien pendant la prise de données que pendant leur analyse. J'ai pu mettre au service de tous mes connaissances sur l'électronique d'acquisition et ainsi participer à l'affinement de leurs réglages (DAC, HV et seuil de discrimination).

Cela m'a permis de développer ma réactivité et m'a appris à savoir travailler sous pression.

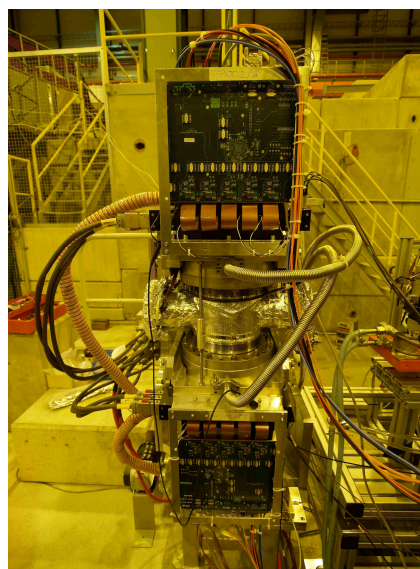
Perspectives et conclusions

Perspectives : avancement du projet

Un dernier test en faisceau a été effectué en octobre 2009. Pour la première fois, deux détecteurs complets équipés de l'électronique d'acquisition ont été testés. La figure 6.42(a) présente la face supérieure du pot sur laquelle on peut voir les différentes rangées de PMFs reliées à la carte mère par les câbles souples en kapton. La figure 6.42 présente une station équipée de deux pots romains dans lesquels sont insérés les trajectographes ainsi que les détecteurs de recouvrement.



(a) Les cinq rangées de PMFs sont reliées par les câbles souples en kapton à la carte mère.



(b) Une station composée de deux pots romains installée sur la ligne de faisceau H6 du SPS au CERN.

FIGURE 6.42: Prototype mis en faisceau en octobre 2009.

Durant cette période, près de 30 millions d'événements ont été enregistrés. L'intégralité de la surface active des deux détecteurs a été balayée pour permettre l'analyse de tous les paramètres des détecteurs et de l'électronique. Les premiers résultats confirment les efficacités de détection obtenues au cours du test en faisceau de l'été 2008 et les premiers résultats sur la résolution spatiale du détecteur sont très encourageants. L'avancée majeure concerne l'électronique, puisque la carte mère a parfaitement rempli ses fonctions.

Cela a permis de valider sa conception et de passer à la production série. Tous ces résultats ont conforté l'avis général de la collaboration d'essayer d'installer un détecteur dans le tunnel du LHC pendant l'arrêt technique de Noël 2009. Et c'est chose faite ! La figure 6.43 représente une station complète de pots romains reliées au tube à vide de l'accélérateur. L'installation de l'électronique, du câblage et du *slow control* a pu être effectuée dans le temps imparti.

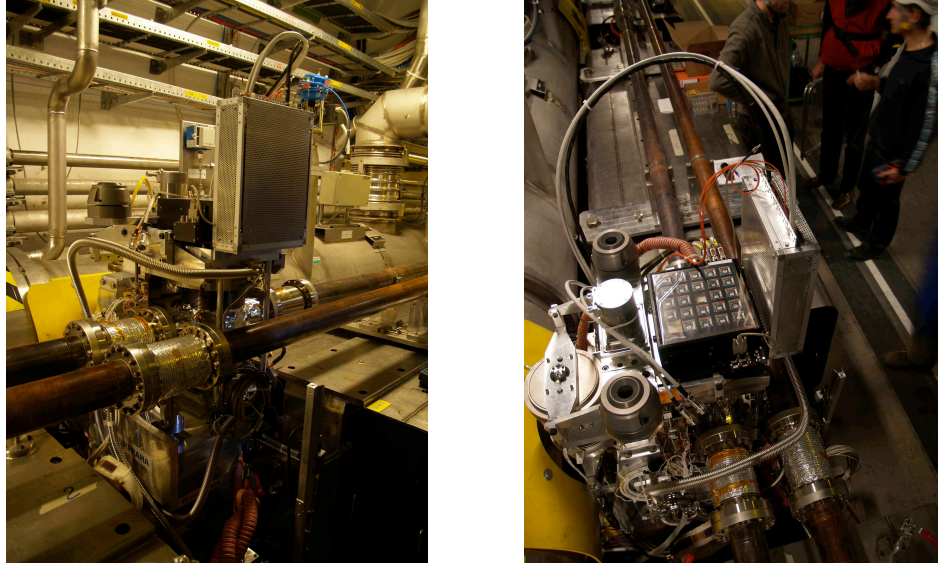


FIGURE 6.43: Installation de la première station de pots romains à 241 m du point d'interaction sur le faisceau 1.

Cela nous permettra d'expérimenter les divers problèmes que l'on pourrait rencontrer pendant la prise de donnée, et même si le fait de n'avoir qu'une station ne nous permet pas de faire de physique, cela nous permettra d'approfondir notre connaissance du bruit de fond machine. Ce dernier point suppose que l'on ait l'autorisation d'insérer ne serait-ce qu'un peu ($\approx 15\text{--}20\ \sigma$) les détecteurs dans le tube à vide de l'accélérateur.

En parallèle l'assemblage des derniers détecteurs est en cours. La production complète des PMFs a été testée au LAL et un faible taux d'échec (15 %) nous assure assez de carte de remplacement pour envisager sereinement les différentes pannes qui pourraient survenir. Une fois intégralement assemblé, chaque détecteur sera passé en test faisceau et sur un banc de test dédié aux cosmiques. En moyenne 2 à 3 semaines sont prévues pour qualifier et calibrer chaque détecteur.

La mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale auprès d'ATLAS pourra intervenir dès que les pots romains auront été installés sur le LHC, il faut pour cela un arrêt programmé d'environ un mois.

Conclusions

A titre professionnel

Durant mes trois années de doctorat, j'ai contribué à faire évoluer le projet ALFA en participant à toutes les étapes du projet, depuis les aspects les plus techniques comme l'électronique jusqu'à la simulation physique de la mesure en passant par l'analyse des données de divers tests en faisceau.

Une partie de l'électronique d'acquisition ayant été conçue au laboratoire, j'ai participé à une large campagne de tests visant à caractériser finement ses différents composants. Ainsi, l'ASIC MAROC2 a été largement testé, aussi bien sur un banc de test électronique qu'in situ, couplé via la PMF à un MAPMT. Mon analyse des données produites pendant les divers tests a permis de faire avancer la compréhension du comportement de l'ASIC. L'étude de l'uniformité de la réponse des différents canaux, de l'efficacité de déclenchement ou encore le niveau de diaphonie sont autant de paramètres qui ont été minutieusement étudiés. Les résultats obtenus ont montré que l'électronique *front-end* répondait parfaitement aux attentes et ainsi la production en série a pu être lancée. A ce jour les 250 PMFs commandées ont été produites et testées avec un taux de rejet de seulement 15 %.

Fort des connaissances acquises au cours des tests électroniques, j'ai pu participer aux différentes étapes des tests en faisceau, de la calibration des détecteurs jusqu'à l'analyse de données, avec un regard étendu. Dans ce cadre, j'ai été amené à développer la majeure partie des logiciels utilisés par l'ensemble de la collaboration pour l'analyse des données. J'ai notamment modifié l'algorithme de reconstruction qui s'est montré très performant et quasiment insensible aux différents bruits, qu'ils proviennent du faisceau ou de la chaîne d'acquisition. Les paramètres importants, tels que l'efficacité de détection, le niveau de diaphonie ou encore la résolution spatiale ont été déterminés en fonction des différents réglages utilisés pour l'électronique. Les différentes études entreprises ont permis de confirmer la justesse des choix technologiques effectués et de faire avancer le détecteur du stade de prototype au stade du produit fini.

Toujours dans l'objectif d'avoir une vision d'ensemble de la mesure, j'ai activement participé à faire évoluer la simulation de l'expérience. J'ai notamment pu vérifier que les différentes études effectuées avec le logiciel de transport MadX étaient valables en comparant ce dernier avec le logiciel le plus précis en la matière. Une fois les connaissances nécessaires à la compréhension globale de la chaîne de simulation acquises, j'ai mené à bien une étude sur les incertitudes systématiques liées à la mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale pour une énergie dans le centre de masse de 10 TeV. Cette étude a permis à nouveau de confirmer qu'une précision de quelques pourcents est atteignable sur la mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale.

A titre personnel

Il y maintenant trois ans, j'ai choisi ce sujet de thèse car il offrait la possibilité d'intégrer une collaboration à taille humaine et par conséquent d'explorer un maximum d'aspects liés à la mesure de la luminosité. Méler les activités matérielles et logicielles m'a permis de diversifier mes connaissances et d'acquérir une vision globale de la mesure. J'ai ainsi pu participer activement aux diverses réunions se déroulant généralement au CERN. Passer d'un sujet à l'autre requiert une capacité d'adaptation importante que j'ai pu développer durant mes trois années de thèse.

Le nombre limité de personnes travaillant au développement du détecteur ALFA et à la réalisation de la mesure m'a permis de prendre une place importante au sein de la collaboration. J'ai notamment eu l'occasion de me voir confier des responsabilités importantes, par exemple en prenant en charge l'intégralité du développement des logiciels utilisés dans les tests en faisceau. J'ai pu ainsi développer mon sens des responsabilités.

J'ai beaucoup apprécié de travailler au sein du groupe ATLAS du LAL, où le fait de cotoyer d'excellents physiciens m'a toujours tiré vers le haut et permis de faire avancer mon travail. L'ambiance qui règne dans ce groupe favorise l'émulation et incite à une remise en question perpétuelle. Travailler avec Patrick Puzo a été un réel plaisir, il a su habilement conduire mes travaux de recherches tout en me laissant une liberté d'action qui a mis à l'épreuve mon sens de l'initiative.

Annexe A

Extrapolation à haute luminosité de la calibration de LUCID

Comme nous l'avons expliqué dans § 1.4.1, le détecteur LUCID fournit une mesure relative de la luminosité. Afin de pouvoir l'utiliser à terme comme luminomètre absolu, il doit par conséquent être calibré. Cette opération sera effectuée en réalisant une mesure simultanée de la luminosité avec le détecteur ALFA. Or comme nous l'avons précisé auparavant, la mesure effectuée par ALFA nécessite une optique appropriée et doit être faite à basse luminosité, 10^{27} contre $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour l'optique nominale. Il faudra donc extrapoler la mesure sur sept ordres de grandeurs ! Toute la difficulté de cette opération est de conserver la précision de la calibration effectuée à basse luminosité.

LUCID mesure le nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de paquet μ . Ce facteur est relié à la luminosité moyenne par paquet \mathcal{L}_{BX} via la section efficace inélastique σ_{inel} par :

$$\mathcal{L}_{BX} = \frac{\mu}{\sigma_{inel}} \quad (\text{A.1})$$

On en déduit ensuite la valeur de la luminosité instantanée :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{BX} \times f_{rev} \times \frac{n_{BX}}{n_{tot}} \quad (\text{A.2})$$

où f_{rev} est la fréquence de révolution, n_{BX} le nombre de paquets circulant dans la machine et n_{tot} le nombre maximum de paquets pouvant circuler dans l'accélérateur. On peut en déduire les valeurs de μ à basse luminosité ($\mathcal{L}=10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et 43 paquets) et à la luminosité nominale prévue au LHC ($\mathcal{L}=10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et 2808 paquets) en considérant que $\sigma_{inel} = 80 \text{ mb}$:

$$\mu_{\text{basse luminosité}} = 80 \text{ mb} \times \frac{10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}}{40 \text{ MHz}} \frac{3564}{43} \approx 1.610^{-4}$$

$$\mu_{\text{haute luminosité}} = 80 \text{ mb} \times \frac{10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}}{40 \text{ MHz}} \frac{3564}{2808} \approx 25$$

L'écart entre les deux valeurs de μ ci-dessus impose de le déterminer de différentes manières entre les runs à basse et haute luminosité.

Nous allons maintenant présenter les différentes méthodes de comptage des événements inélastiques.

La première méthode, appelée *Zero counting*, consiste comme son nom l'indique à compter le nombre de croisements de paquet pour lesquels aucune interaction n'est détectée dans le détecteur LUCID. On peut alors en déduire μ dans le cas d'un détecteur avec une efficacité de 100 % et où on n'utilise qu'un seul bras du détecteur pour obtenir :

$$\mu = -\log(P_{0/BX}) \quad (\text{A.3})$$

où $P_{0/BX}$ est la probabilité qu'il n'y ait aucune interaction proton-proton lors d'un croisement. On peut calculer cette probabilité à haute et à basse luminosité :

$$P_{0/BX} \text{ basse luminosité} = e^{-1.6 \cdot 10^{-4}} = 0.9998$$

$$P_{0/BX} \text{ haute luminosité} = e^{-25} = 1.410^{-11}$$

A la lumière de ces chiffres on comprend tout de suite que cette méthode ne peut être utilisée à haute luminosité tant le taux de ces événements est faible. Par contre elle constitue la méthode idéale à basse luminosité. C'est cette méthode qui sera utilisée pour le run combiné avec ALFA.

Une deuxième méthode, appelée *Hit counting*, consiste à compter le nombre moyen de particules détectées par croisement de paquets. On déterminera alors μ grâce à la formule suivante :

$$\mu = \frac{\langle N_{part/BX} \rangle}{\langle N_{part/pp} \rangle}$$

où $N_{part/BX}$ est le nombre de particules détectées par croisement et $N_{part/pp}$ le nombre de particules produites par interaction proton-proton. Ce dernier terme doit être calibré en déterminant l'efficacité avec laquelle LUCID "détecte une interaction proton-proton" (ϵ_{pp}) et du nombre moyen de particules détectées par interaction proton-proton ($\langle N_{part/pp}^{detected} \rangle$) :

$$N_{part/pp} = \epsilon_{pp} \langle N_{part/pp}^{detected} \rangle$$

Mais en réalité cette méthode peut se diviser en deux sous-méthodes. A moyenne luminosité ($\mathcal{L} \approx 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) compter le nombre de tubes touchés est suffisant pour effectuer cette mesure. Par contre à haute luminosité ($\mathcal{L} > 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), il faut pouvoir compter le nombre de particules traversant le détecteur LUCID. Cela comporte donc aussi les événements où plusieurs particules traversent un même tube. Dans ces deux cas on déterminera μ avec les expressions suivantes :

$$\mu_{\text{moyenne luminosité}} = \frac{\langle N_{tubes/BX} \rangle}{\langle N_{part/pp} \rangle} \quad \text{et} \quad \mu_{\text{haute luminosité}} = \frac{\langle N_{part/BX} \rangle}{\langle N_{part/pp} \rangle}$$

Cette méthode de comptage a l'avantage de pouvoir être utilisée sur une plus grande gamme de luminosité et notamment à haute luminosité.

Bibliographie

- [1] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock. *LHC Design Report*. CERN, Geneva, 2004.
- [2] The ALICE collaboration. *The ALICE experiment at CERN LHC*. *J. Instrum.*, 3 :S08002, 2008.
- [3] The LHCb collaboration. *The LHCb Detector at the LHC*. *J. Instrum.*, 3 :S08005, 2008.
- [4] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [5] The CMS collaboration. *The CMS experiment at the CERN LHC*. *J. Instrum.*, 3 :S08004, 2008.
- [6] V. Berardi et al. *Total cross-section, elastic scattering and diffraction dissociation at the Large Hadron Collider at CERN : TOTEM Technical Design Report*. Technical Design Report TOTEM. CERN, Geneva, 2004.
- [7] The LHCf collaboration. *The LHCf detector at CERN Large Hadron Collider*. *J. Instrum.*, 3 :S08006, 2008.
- [8] The ATLAS collaboration. *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [9] The ATLAS collaboration. *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [10] The ATLAS collaboration. *ATLAS calorimeter performance : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [11] The ATLAS collaboration. *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [12] M. Aharrouche et al. *Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter*. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, 582(arXiv :0709.1094. 2) :429–455, Sep 2007.
- [13] J. P. Archambault et al. *Energy calibration of the ATLAS Liquid Argon Forward Calorimeter*. *J. Instrum.*, 3 :P02002, 2008.
- [14] S. Z. Akhmadaliev et al. *Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter*. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, 449(3) :461–77, 2000.
- [15] B. Dowler et al. *Performance of the ATLAS Hadronic End-Cap Calorimeter in Beam Tests*. Technical Report ATL-LARG-2001-019, Max-Planck Inst., München, Oct 2001.

- [16] G. Aad et al. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. J. Instrum., 3 :S08003, 2008.
- [17] A. Yamamoto et al. *The ATLAS central solenoid*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 584(1) :53–74, 2007.
- [18] L. Chevalier, C. Guyot, W. Kozanecki, M. Virchaux, and J. Wotschack. *Physics- and Detector-related Design Requirements for the ATLAS Toroid Magnet System*. Technical Report ATL-MUON-96-159. ATL-M-PN-159, CERN, Geneva, Jun 1996.
- [19] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [20] X. Portell, I. Y. Korolkov, and M. Cavalli-Sforza. *Distributions of Minimum Bias Current measurements in TileCal*. Technical Report ATL-TILECAL-2003-010, CERN, Geneva, Sep 2003.
- [21] W. Bonivento. *Online luminosity monitoring with liquid Argon calorimeters at ATLAS and D0*. Technical Report ATL-LARG-2001-001, CERN, Geneva, Nov 2000. revised version number 1 submitted on 2000-12-22 10 :49 :45.
- [22] S. Arfaoui. *Etude et optimisation du système haute tension du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Application à une mesure de luminosité du LHC*. Master's thesis, 2008.
- [23] V. Cindro et al. *The ATLAS beam conditions monitor*. J. Instrum., 3 :P02004, 2008.
- [24] S. Ask. *Simulation of Luminosity Monitoring in ATLAS*. Technical Report ATL-LUM-PUB-2006-001. ATL-COM-LUM-2005-002, CERN, Geneva, Sep 2005.
- [25] P. Jenni, M. Nessi, and M. Nordberg. *Zero Degree Calorimeters for ATLAS*. Technical Report LHCC-I-016. CERN-LHCC-2007-001, CERN, Geneva, Jan 2007.
- [26] H. Schmickler and S. White. *On the Potential Use of Zero Degree Calorimeters for LHC Luminosity Monitoring*. Technical Report AB-Note-2005-030. CERN-AB-Note-2005-030, CERN, Geneva, Jul 2005.
- [27] P. Jenni and M. Nessi. *ATLAS Forward Detectors for Luminosity Measurement and Monitoring*. Technical Report CERN-LHCC-2004-010. LHCC-I-014, CERN, Geneva, Mar 2004.
- [28] H. Burkhardt and P. Grafström. *Absolute Luminosity from Machine Parameters*. Technical Report LHC-PROJECT-Report-1019. CERN-LHC-PROJECT-Report-1019, 2007.
- [29] W. Herr and B. Muratori. *Concept of luminosity*. 2006.
- [30] S. van der Meer. *Calibration of the effective beam height in the ISR*. Technical Report CERN-ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968.
- [31] *Measurements of Collision Offsets and Difference in Vertical Dispersion at the LEP Interaction Points*, EPAC, 1996.
- [32] P. Castro. *Luminosity and beta function measurement at the electron-positron collider ring LEP*. PhD thesis, Valencia Univ., Geneva, 1996. Presented on 25 Nov 1996.
- [33] M. Ferro-Luzzi. *Proposal for an absolute luminosity determination in colliding beam experiments using vertex detection of beam-gas interactions*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 553(CERN-PH-EP-2005-023. 3) :388–399. 17 p, May 2005.

- [34] R. G. Newton. *Optical theorem and beyond*. American Journal of Physics, 44(7) :639–642, 1976.
- [35] V. Barone and E. Predazzi. *High-Energy Particle Diffraction*. Texts and monographs in physics. Springer, Berlin, 2002.
- [36] S. Jacquey. *Détermination des facteurs de forme électromagnétiques du proton au seuil de la région temps*. PhD thesis, Mulhouse Univ., Mulhouse, 1979.
- [37] D. Bernard et al. *The real part of the proton-antiproton elastic scattering amplitude at the centre of mass energy of 546 GeV*. Phys. Lett. B, 198(CERN-EP-87-147) :583–589. 15 p, Aug 1987.
- [38] J. Cudell et al. *Benchmarks for the Forward Observables at RHIC, the Tevatron-run II and the LHC*. Phys. Rev. Lett., 89(hep-ph/0206172) :2018011–2018014. 11 p, Jun 2002.
- [39] K. Wille. *The Physics of Particle Accelerators : An Introduction*. Oxford University press, 2000.
- [40] U. Amaldi et al. *The Real Part Of The Forward Proton-proton Scattering Amplitude Measured At The Cern Intersecting Storage Rings*. Phys. Lett. B, 66(PRINT-77-0078-CERN. 4) :390–400. 10 p, 2000.
- [41] C. Augier et al. *Measurement of the proton-antiproton total cross section at the \sqrt{s} = 546 and 1800 GeV*. Phys. Rev. D, 50(ANL-HEP-PR-95-13) :5518–5534. 17 p, Nov 1994.
- [42] F. Abe et al. *Measurement of small angle antiproton-proton elastic scattering at \sqrt{s} = 546 and 1800 GeV*. Phys. Rev. D, 50(ANL-HEP-PR-95-13) :5518–5534. 17 p, Nov 1994.
- [43] A. Brandt et al. *A Forward proton detector at D0*. Technical Report FERMILAB-PUB-97-377, FERMILAB, Batavia, IL, Nov 1997.
- [44] J. Chwastowski. *The PP2PP Experiment at RHIC*. Acta Phys. Pol. B, 33(hep-ex/0206044) :1671–1686. 17 p, Jun 2002.
- [45] P. Van Esch et al. *The H1 Forward Proton Spectrometer at HERA*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 446(hep-ex/0001046. DESY-99-158) :409–425. 20 p, Jan 2000.
- [46] P. Jenni, M. Nordberg, M. Nessi, and K. Jon-And. *ATLAS Forward Detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity*. Technical Design Report. CERN, Geneva, 2008.
- [47] A. Faus-Golfe. *Optimized high-beta insertion optics for the TOTEM experiment in IR1 and IR5 for Ring 1 and Ring 2 of the LHC Version 6.0*. Technical Report LHC-PROJECT-NOTE-207, CERN, Geneva, Oct 1999.
- [48] A. Faus-Golfe and A. Verdier. *Optics Studies for Diffractive Physics at the LHC*. (LHC-Project-Report-601. CERN-LHC-Project-Report-601) :4 p, Jan 2002.
- [49] S. White, W. Burkhardt, S. Cavalier, M. Heller, and P. Puzo. *Overall Optics Solutions for very high Beta in ATLAS*. (LHC-PROJECT-Report-1135. CERN-LHC-PROJECT-Report-1135) :4 p, Sep 2008.
- [50] H. Stenzel. *Luminosity calibration from elastic scattering*. Technical Report ATL-LUM-PUB-2007-001. ATL-COM-LUM-2006-010. CERN-ATL-LUM-PUB-2007-001, CERN, Geneva, Dec 2006.

- [51] *PYTHIA* web page, <http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>.
- [52] *CERNLIB* web page, <http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/>.
- [53] H. Grote and F. Schmidt. *MAD-X : An Upgrade from MAD8*. (CERN-AB-2003-024-ABP) :4 p, May 2003.
- [54] *MadX* web page, <http://mad.web.cern.ch/mad>.
- [55] F. Schmidt, Chao Yu Chiu, B. Goddard, D. Jacquet, V. Kain, M. Lamont, V. Mertens, J. Uythoven, and J. Wenninger. *MAD-X PTC Integration*. (CERN-AB-2005-036) :4 p, Jul 2005.
- [56] F. Schmidt, E. Forest, and E. McIntosh. *Introduction to the polymorphic tracking code : Fibre bundles, polymorphic Taylor types and Exact tracking*. Technical Report CERN-SL-2002-044-AP. KEK-REPORT-2002-3, CERN, Geneva, Jul 2002.
- [57] D. Missiaen, J. P. Quesnel, and R. J. Steinhausen. *The alignment of the LHC*. Technical Report CERN-ATS-2009-117, CERN, Geneva, Jul 2009.
- [58] B. Autin and Y. Marti. *Closed orbit correction of A.C.machines using a small number of magnets*. Technical Report CERN-ISR-MA-73-17, CERN, Geneva, Mar 1973.
- [59] J. P. Koutchouk. *Measurement of the beam position in the LHC main rings*. Technical Report LHC-BPM-ES-0004, CERN, Geneva, 2002.
- [60] Discussion privée avec W. Herr.
- [61] C. Joram, H. Stenzel, and A. Braem. *Basic Considerations on the Overlap Detectors of the ATLAS ALFA system*. Technical Report ATL-LUM-PUB-2007-002. ATL-COM-LUM-2006-009. CERN-ATL-LUM-PUB-2007-002, CERN, Geneva, Jun 2006.
- [62] A. Braem, R. Ciesielski, S. Franz, I. Gregor, W. Hain, K. Hiller, C. Joram, U. Kötz, A. Mapelli, and D. Petschull. *Trigger counter studies for the ALFA detector*. Technical Report ATL-LUM-PUB-2009-001. ATL-COM-LUM-2009-005, CERN, Geneva, Mar 2009.
- [63] Hamamatsu web site, pm h7546b datasheet, <http://www.hamamatsu.com/>.
- [64] S. Ask et al. *Luminosity Measurement at ATLAS : Development, Construction and Test of Scintillating Fibre Prototype Detectors*. Technical Report physics/0605127. ATL-COM-LUM-2006-004. ATL-LUM-PUB-2006-005. CERN-ATL-LUM-PUB-2006-005. CERN-PH-EP-2006-017. 2, CERN, Geneva, Jun 2006.
- [65] P. Barrillon, S. Blin, C. Cheikali, D. Cuisy, M. Gaspard, D. Fournier, M. Heller, W. Iwanski, B. Lavigne, C. de La Taille, P. Puzo, and J-L. Socha. *PMF : the front end electronic of the ALFA detector*. 2008.
- [66] P. Barrillon, S. Blin, T. Cacères, M. Heller, C. de La Taille, P. Puzo, and N. Seguin-Moreau. *MAROC : Multi-Anode readout chip*. page 4 p, 2007.
- [67] *MAROC 2 datasheet*.
- [68] A. Lucotte, S. Bondil, K. Borer, J. E. Campagne, A. Cazes, M. Hess, C. de La Taille, G. Martin-Chassard, L. Raux, and J. P. Repellin. *A front-end read out chip for the OPERA scintillator tracker*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 521 :378–392, 2004.
- [69] H. Boterenbrood and B. I. Hallgren. *The Development of Embedded Local Monitor Board (ELMB)*. (ATL-DAQ-2003-053) :4 p, Oct 2003.

- [70] Discussion privée avec S. Blin.
- [71] F. Anghinolfi et al. *Hadron beam test of a scintillating fibre tracker system for elastic scattering and luminosity measurement in ATLAS*. oai :cds.cern.ch :1163693. *J. Instrum.*, 2(CERN-PH-EP-2007-022. arXiv :0706.3316) :P07004. 13 p, Jun 2007.
- [72] B. Allongue, F. Anghinolfi, G. Blanchot, A. Braem, S. Franz, B. DiGirolamo, P. Grafstrom, C. Joram, A. Mapelli, T. Scheider, K. Hiller, U. Koetz, D. Notz, D. Petschull, A. Astvatsatourov, H. Stenzel, K. Korcyl, W. Iwanski, A. Maio, A. Morais, A. Palma, P. CondeMuino, P. Barillon, M. Heller, P. Puzo, M. Haguenauer, V. Vorobel, and T. Sykora. *Test Beam 2008 : First Measurements with an ALFA Roman Pot Prototype*. Technical Report ATL-LUM-INT-2010-001. ATL-COM-LUM-2009-018, CERN, Geneva, Jan 2010.

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) at CERN in Geneva will soon deliver collisions with an energy never reached in a particle accelerator. An energy in the center of mass of 10 and ultimately 14 TeV will allow to go beyond the borders of the physics known so far. ATLAS, the largest detector ever built, will hunt the Higgs boson and search for new physics beyond the Standard Model.

Any physical process is described by a cross section that measures its probability to occur. The events resulting from a given process are registered by ATLAS. To determine their according cross section, one has to know the luminosity. For the ATLAS experiment, a relative measurement of the luminosity can be done using the response of several sub-detectors. However to calibrate these detectors, an absolute measurement has to be performed.

The ALFA detector has been designed to measure the elastic scattering spectrum that will allow to determine the absolute luminosity and the proton-proton total cross section. This provides an accurate calibration tool at a percent level. These detectors, located 240 m away from the interaction point, are called roman pots, a mechanical system that allows to approach a scintillating fiber tracker a few millimeters to the beam center.

The simulation of the measurement requires to use a charged particles transport program. This program has to be carefully chosen because the determination of the protons lost during their travel from the interaction point to the detector has a major impact on the acceptance computation. The systematical uncertainties affecting the luminosity and the total cross section measurements are also determined using the full simulation chain.

The ALFA detector operates in a complex environment and consequently its design requires a great care. A large tests campaign has been performed on the front end electronics. The results and the corresponding data analysis have shown that all requirement were fulfilled. A test beam has been performed at each major step in the detector development. During these periods, the detector has been investigated under all aspects. The tracks reconstruction algorithm, the methods to extract the detection efficiency or the cross talk level are just a part of all the parameters that have to be determined. All these tests have confirmed the technical choices made so far and allowed to launch the serial production of the eight detectors that will be installed in 2011 for the luminosity measurement.

Résumé

Le Large Hadron Collider (LHC) au CERN à Genève délivrera bientôt des collisions avec une énergie jamais atteinte jusqu'alors dans un accélérateur de particules. Une énergie dans le centre de masse entre 10 et 14 TeV permettra de dépasser les frontières de la physique actuelle. Le détecteur ATLAS fera la chasse au boson de Higgs et recherchera une nouvelle physique au delà du modèle standard.

Tout processus physique est décrit par sa section efficace. Les détecteurs positionnés aux différents points de collision du LHC détermineront les taux de comptage associés aux divers processus. Cependant, pour en déduire la section efficace associée, il faut connaître la luminosité. Pour l'expérience ATLAS, une mesure relative de la luminosité peut être fournie par quelques uns de ses sous-détecteurs. Cependant, pour calibrer ces détecteurs, une mesure absolue doit être effectuée.

Le détecteur ALFA a été conçu pour mesurer le spectre de diffusion élastique qui permettra de déterminer la luminosité absolue et par la même occasion, la section efficace totale proton-proton fournissant ainsi un outil de calibration très précis, de l'ordre du %. Ces détecteurs, installés à 240 m de part et d'autre du point d'interaction sont appelés pots romains. Il s'agit d'un système mécanique permettant d'approcher un trajectographe à fibres scintillantes à une distance de l'ordre du millimètre du cœur du faisceau.

La simulation de la mesure nécessite l'utilisation d'un logiciel de transport de particules chargées. Ce logiciel doit être soigneusement choisi car il sert à la détermination des protons perdus dans la séquence de l'accélérateur, entre le point d'interaction jusqu'aux détecteurs. L'impact des incertitudes systématiques qui affectent la mesure de la luminosité et de la section efficace totale est également déterminé en utilisant la simulation.

Le détecteur ALFA opère dans un environnement complexe et en conséquence sa conception requiert une grande attention. Une large campagne de tests sur l'électronique *front-end* a été effectuée. L'analyse des données résultant de ces tests a permis de démontrer que toutes les exigences étaient remplies. A chaque avancement majeur dans la conception du détecteur, celui-ci doit être soumis à des tests en faisceau. Durant ces périodes, tous les aspects du détecteur sont étudiés. L'algorithme de reconstruction des traces, les méthodes pour extraire des données l'efficacité de détection ou encore le niveau de diaphonie sont autant de paramètres qu'il a fallu déterminer. Les conclusions de ces tests ont permis de valider les différents choix techniques effectués permettant ainsi le lancement de la fabrication en série des huit détecteurs utiles à la mesure. L'installation prévue courant 2011 permettra de mesurer la luminosité et la section efficace totale proton-proton courant 2012.